



Mesures à haute résolution et étude de la réaction de diffusion inélastique de neutrons sur le ^{56}Fe

E. Dupont

► To cite this version:

E. Dupont. Mesures à haute résolution et étude de la réaction de diffusion inélastique de neutrons sur le ^{56}Fe . Physique [physics]. Université de provence - Aix-Marseille I; INSTN-CEA, 1998. Français. <tel-01145543>

HAL Id: tel-01145543

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01145543>

Submitted on 24 Apr 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Provence

Aix-Marseille I

Thèse

Présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Provence

Mention : Sciences

Formation Doctorale : Physique et Modélisation des Systèmes Complexes

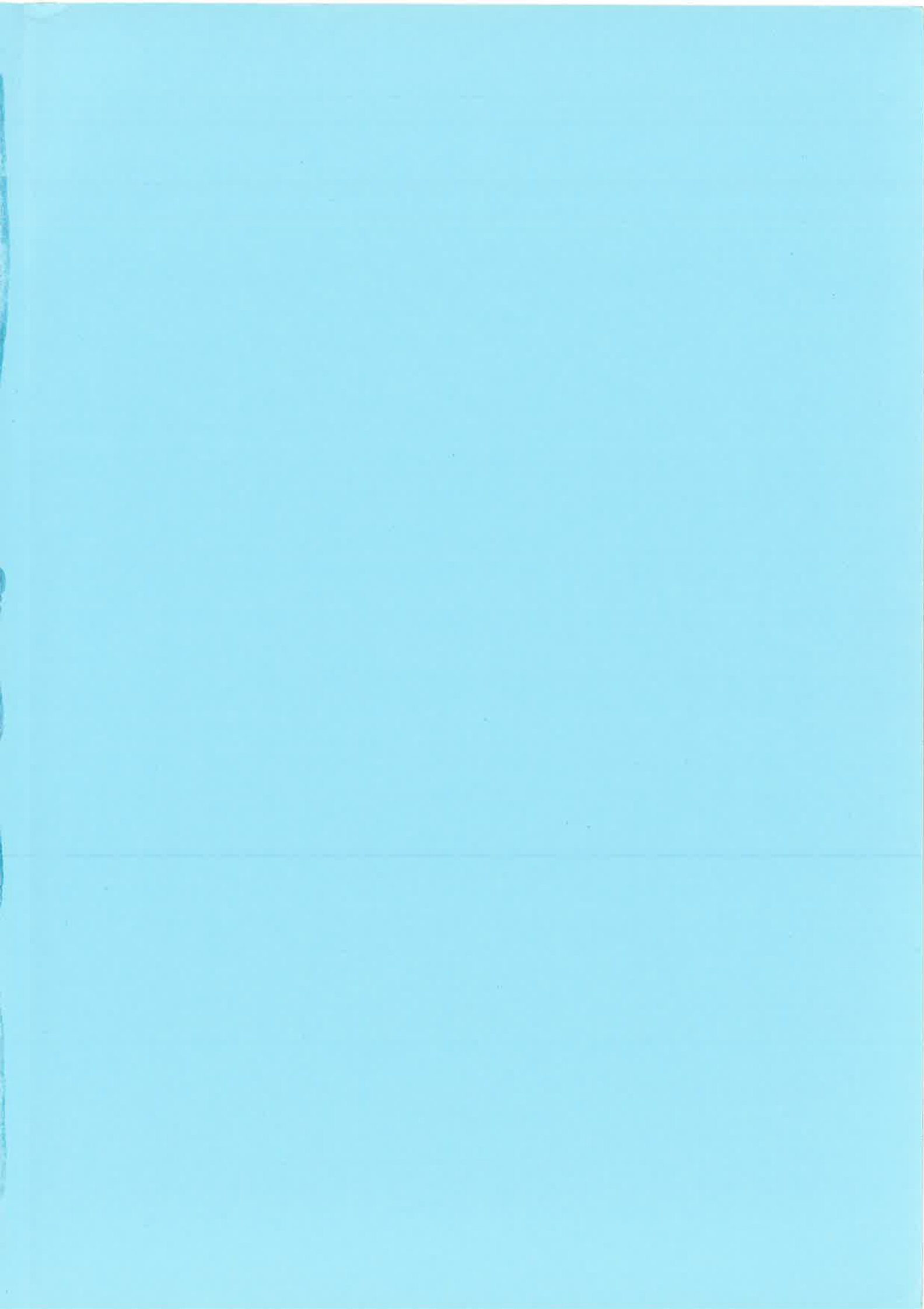
co-habituée Université Aix-Marseille I et INSTN-CEA

**“Mesures à haute résolution et étude de la réaction
de diffusion inélastique de neutrons sur le ^{56}Fe ”**

par **Emmeric DUPONT**

Soutenue le 11 Mars 1998 devant le Jury composé de:

MM. E. FORT	Examineur
A. POCHEAU	Président
M. SALVATOIRES	Directeur
G. VANPRAET	Rapporteur
C. WAGEMANS	Examineur
H. WEIGMANN	Examineur



Université de Provence

Aix-Marseille I

Thèse

Présentée pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Provence

Mention : Sciences

Formation Doctorale : Physique et Modélisation des Systèmes Complexes
co-habituée Université Aix-Marseille I et INSTN-CEA

**“Mesures à haute résolution et étude de la réaction
de diffusion inélastique de neutrons sur le ^{56}Fe ”**

par **Emmeric DUPONT**

Soutenue le 11 Mars 1998 devant le Jury composé de:

MM. E. FORT	Examineur
A. POCHÉAU	Président
M. SALVATOIRES	Directeur
G. VANPRAET	Rapporteur
C. WAGEMANS	Examineur
H. WEIGMANN	Examineur

Avant-propos et remerciements

Cette étude a été réalisée dans le cadre du programme de mesures de données nucléaires du Centre Commun de Recherche de la Commission Européenne. Les expériences ont été effectuées à l'Institut des Matériaux et Mesures de Références^a, en collaboration avec le Laboratoire d'Etudes de Physique^b du Commissariat à l'Energie Atomique.

Ce travail n'aurait pas vu le jour sans l'impulsion initiale donnée par Messieurs A.J. Deruytter et H. Weigmann de l'IRMM et Messieurs M. Salvatores, P.J. Finck et E. Fort de la Direction des Réacteurs Nucléaires du CEA.

Je tiens plus particulièrement à remercier Monsieur M. Salvatores pour avoir accepté de diriger cette thèse et Monsieur H. Weigmann pour l'aide apportée sur place, à l'IRMM. Je suis aussi très reconnaissant envers Monsieur P. Ribon pour avoir assuré l'encadrement quotidien de ce travail de recherche.

Je tiens également à remercier tous ceux, parmi les membres du groupe "Données Neutroniques", l'équipe de l'accélérateur GELINA et le personnel de l'unité "Informatique & Electronique", qui ont contribué au bon déroulement de cette thèse.

Je remercie aussi Messieurs A. Leprêtre et G. Vanpraet qui ont accepté la charge de "rapporteur" de cette thèse ainsi que Monsieur C. Wagemans qui a consenti à faire partie du Jury.

J'aimerais également remercier tous ceux, collègues ou proches, qui ont contribué à rendre mon séjour en Belgique plus agréable. Je pense notamment aux nombreux amis rencontrés dans les "Dormitories" du SCK•CEN.

Enfin, je tiens à remercier ma famille pour son soutien tout au long de mes études et plus particulièrement mon père qui n'a pas vu la concrétisation de cette thèse et à qui je souhaite dédier cet ouvrage.

^a CE-CCR-IRMM, Geel, Belgique

^b CEA-DRN/DER/SPRC/LEPh, CE-Cadarache, France

Table des matières

1 - Introduction	9
2 - Buts de l'étude	11
2.1 - Physique nucléaire.....	11
2.1.1 - Théorie de la matrice R	13
2.1.2 - Propriétés statistiques du noyau composé	18
2.1.3 - Ecart par rapport au modèle statistique.....	24
2.2 - Physique neutronique	25
2.2.1 - Equation du transport multigroupes	26
2.2.2 - Importance de l'autoprotection.....	30
2.2.3 - Influence des corrélations.....	31
2.3 - Connaissances actuelles.....	31
2.3.1 - Section efficace de capture.....	31
2.3.2 - Section efficace totale.....	32
2.3.3 - Section efficace de diffusion inélastique.....	33
3 - Méthodes expérimentales	35
3.1 - Objet de l'expérience.....	35
3.2 - Principe de l'expérience.....	35
3.2.1 - GELINA.....	35
3.2.2 - Mesure par la méthode du temps de vol.....	43
3.2.3 - Détection des rayons gamma.....	47
3.2.4 - Difficultés de principe de la mesure	49
3.3 - Réalisation de l'expérience.....	58
3.3.1 - La base de vol.....	58
3.3.2 - Les échantillons	60
3.3.3 - Le système de détection.....	60
3.3.4 - Le logiciel d'acquisition	64
3.3.5 - Le temps mort.....	66

4 - Exécution de l'expérience	69
4.1 - Calendrier des expériences	69
4.2 - Mesure de la réponse des détecteurs	70
4.3 - Mesure de l'efficacité des détecteurs	72
4.4 - Mesures annexes	74
5 - Dépouillement des données	77
5.1 - Recalage des données brutes	77
5.1.1 - Temps de vol	77
5.1.2 - Amplitude	78
5.2 - Séparation des informations	81
5.3 - Corrections	87
5.3.1 - Temps mort	87
5.3.2 - Absorption des neutrons et des rayons gamma	89
5.3.3 - Diffusions multiples	92
5.4 - Normalisation	95
5.5 - Distributions angulaires	99
6 - Résultats et comparaisons	105
6.1 - Bore	105
6.2 - Fer	106
6.2.1 - Conséquences pour la physique des réacteurs	112
7 - Analyse	115
7.1 - Corrélations entre les largeurs partielles	116
7.2 - Corrélations moyennes	121
8 - Conclusions	127
Références bibliographiques	129
Liste des figures	135

Liste des tableaux.....	137
Annexes	139
A - Schéma du dispositif électronique.....	141
B - Pénétrabilités pour un puits carré	143
C - Signaux	145
D - Schémas des niveaux	147
E - Méthode du temps de vol.....	151
F - Les accélérateurs linéaires	157
G - Les sources de neutrons.....	169
H - La résolution.....	173
I - Les BaF ₂	177
J - Calcul de $\rho[\Gamma_n, \Gamma_{n'}]$ en fonction de $\rho[\Gamma_n, \Gamma_n \Gamma_{n'} / (\Gamma_n + \Gamma_{n'})]$	179

Chapitre 1

Introduction

Le fer est le principal constituant des aciers utilisés à la fois comme matériau de structure et de protection dans les réacteurs à fission et les prototypes de réacteurs à fusion. Comme les marges de sécurité pour les écrans de protection doivent être strictement respectées, les radiations neutronique et gamma doivent être connues avec une grande précision. Une incertitude typique, dans le domaine de la protection contre les rayonnements, ne doit pas excéder 10 %. Avec les données disponibles pour les sections efficaces du fer, cet objectif ne peut pas être atteint actuellement, surtout dans le cas d'écrans épais où l'autoprotection des résonances ne peut pas être négligée.

Le fer est un élément ayant fait l'objet de maintes études. La section efficace moyenne, pour la diffusion inélastique, est bien connue. Cependant, les mesures antérieures ne décrivent pas correctement les variations en fonction de l'énergie de cette section efficace. Le but de cette thèse est d'apporter des informations nouvelles sur ces fluctuations et leur influence sur les calculs de physique des réacteurs.

Dans le deuxième chapitre nous passerons en revue les bases théoriques nécessaires à la compréhension de la thèse. Nous détaillerons plus particulièrement les points de physique nucléaire et de physique neutronique pour lesquels le travail effectué apporte de précieuses informations. Enfin nous brosserons un tableau de l'état des données actuelles dont l'insuffisance a motivé ce travail.

Le troisième chapitre est consacré aux méthodes expérimentales utilisées, du principe à la réalisation de l'expérience. Les principales difficultés rencontrées y sont consignées ainsi que les solutions adoptées.

Le quatrième chapitre est dédié aux mesures effectuées: temps d'acquisition, taux de comptage et tout ce qui concerne l'exécution des expériences y est décrit ainsi que les mesures complémentaires: bruit de fond, réponse et efficacité des détecteurs.

Le lecteur trouvera dans le cinquième chapitre la procédure complète utilisée pour le dépouillement des données.

Le sixième chapitre présente les sections efficaces obtenues pour la diffusion inélastique sur le bore et le fer. Les résultats sont comparés avec les autres données disponibles. Des calculs du facteur d'autoprotection des résonances, dans des cas simples, permettent de réaliser l'intérêt de ces nouvelles mesures.

Le septième chapitre décrit l'analyse de la section efficace de diffusion inélastique du ^{56}Fe , en particulier l'étude de la corrélation entre les largeurs partielles à partir des paramètres des résonances ou des sections efficaces elles-mêmes.

Une conclusion fait ensuite la synthèse des connaissances nouvelles apportées par ce travail de recherche et propose aussi des directions à suivre pour la poursuite de cette étude.

Afin de faciliter la lecture de la thèse, seules les informations strictement nécessaires à la compréhension globale du travail effectué ont été incluses dans le corps du manuscrit. Les annexes, situées à la fin de l'ouvrage, regroupent des informations générales (sources de neutrons, accélérateurs linéaires, ...) ou des développements approfondis de points abordés au cours de la thèse.

Chapitre 2

Buts de l'étude

2.1 Physique nucléaire

Parmi les ouvrages, assez généraux, concernant la théorie des réactions nucléaires, on peut citer les références [92] et [93].

Afin de mieux comprendre les mécanismes des réactions nucléaires, il est intéressant d'étudier la corrélation entre les diffusions sur le niveau fondamental (diffusion élastique) et sur le premier niveau excité (diffusion inélastique) pour un même noyau. Dans le cadre du formalisme de la matrice R qui décrit les réactions nucléaires, on parlera plutôt d'une corrélation entre les largeurs partielles des résonances pour les voies élastique et inélastique de décroissance du noyau composé.

La théorie de la matrice R [1] [2], est rigoureuse, tant du point de vue mathématique que de la mécanique quantique. De plus, son application n'est pas limitée aux interactions de type noyau composé. On peut l'utiliser pour toutes les réactions nucléaires, directes ou indirectes. Le modèle du noyau noir, par exemple, est un cas particulier de cette théorie. Le formalisme de Breit et Wigner Simple Niveau et sa généralisation multiniveaux peut aussi être déduit de la théorie de la matrice R .

Malgré sa grande généralité, la théorie de la matrice R souffre du défaut commun à toutes les théories de l'interaction nucléaire: elle ne permet pas de calculer les fonctions d'ondes des nucléons à l'intérieur du noyau. Elle traite donc le noyau comme une "boîte noire". On retrouve les fonctions d'ondes internes et leurs dérivées à la surface du noyau

dans les éléments de la matrice R . Ces éléments contiennent des paramètres, E_λ et $\gamma_{\lambda c}$, dont les valeurs ne sont pas données par la théorie. Mais ces inconnues peuvent être déterminées expérimentalement par ajustement sur des sections efficaces mesurées. Si tous les éléments de la matrice R sont connus pour une configuration particulière de la voie d'entrée, alors toutes les sections efficaces peuvent être calculées de façon exacte. En réalité, les éléments de la matrice R ne sont pas à priori connus. Néanmoins, E.P. Wigner et L. Eisenbud ont montré [1] [3] que la dépendance énergétique de ces éléments devait être de la forme:

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E}, \quad (2.1)$$

où les E_λ sont les valeurs propres des états propres de l'énergie à l'intérieur du noyau et les $\gamma_{\lambda c}$ sont les amplitudes des voies c pour les états λ . Les paramètres E_λ et $\gamma_{\lambda c}$ sont indépendants de l'énergie de la particule incidente. Dans le cas d'une résonance isolée, ces paramètres sont directement reliés à l'énergie et à la largeur de la résonance, définies dans le formalisme de Breit et Wigner.

Deux difficultés fondamentales sont soulevées par la théorie de la matrice R , l'une d'ordre physique et l'autre d'ordre mathématique.

Le problème physique est la détermination des paramètres E_λ et $\gamma_{\lambda c}$, qui dépendent de la structure interne du noyau. Ces valeurs peuvent toutefois être déduites des sections efficaces mesurées.

Cependant le problème mathématique demeure, car la taille des matrices entrant en jeu dépasse les capacités des ordinateurs actuels. Pour cette raison, diverses hypothèses simplificatrices sont utilisées pour examiner certains cas particuliers. L'approximation de Reich-Moore est la moins restrictive et est, de ce fait, utilisée dans de nombreux codes de calcul des sections efficaces (e.g. SAMMY, NJOY, CALENDF).

2.1.1 Théorie de la matrice R

Considérons une particule incidente sur un noyau cible. Le système ainsi formé (particule et cible) possède, aux énergies E_λ , des résonances λ de spin-parité J^π . Le système peut se désexciter à travers des voies c , de largeur partielle $\Gamma_{\lambda c}$.

Dans la suite, on utilisera les notations de la référence [4], qui définit une voie de réaction $c = \{\alpha, J, \ell, s\}$ par:

α : la composition du système, e.g. ($^{56}\text{Fe}, n$) ou ($^{57}\text{Fe}, \gamma$),

J : le moment angulaire total du système (conservé au cours de la réaction),

ℓ : le moment angulaire orbital,

s : le spin de la voie,

avec $\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{s}$, c'est à dire $|\ell - s| \leq J \leq \ell + s$

$\vec{s} = \vec{I} + \vec{i}$, c'est à dire $|I - i| \leq s \leq I + i$, où \vec{I} et \vec{i} sont les spins des particules.

La section efficace partielle $\sigma_{cc'}^J$, pour la transition de la voie d'entrée c vers la voie de sortie c' , s'exprime en fonction des éléments de la matrice de diffusion $U_{cc'}^J$, via la relation:

$$\sigma_{cc'}^J = \frac{\pi}{k_c^2} g_J |\delta_{cc'} - U_{cc'}^J|^2, \text{ où } \delta_{cc'} = \delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\ell\ell'} \delta_{ss'}, \quad (2.2)$$

k_c est le nombre d'onde associé à la voie d'entrée c ,

et $g_J = \frac{2J+1}{(2i+1)(2I+1)}$ est le facteur statistique de spin.

La section efficace $\sigma_{\alpha\alpha'}$ est la somme, sur les voies $c = \{\alpha, J, \ell, s\}$ et $c' = \{\alpha', J, \ell', s'\}$ conduisant du système α à α' , des sections efficaces partielles $\sigma_{cc'}^J$:

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_J \sum_{\ell, \ell'} \sum_{s, s'} g_J |\delta_{cc'} - U_{cc'}^J|^2. \quad (2.3)$$

La section efficace de diffusion élastique est:

$$\sigma_{\alpha}^{\text{élastique}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_J g_J \sum_{s,\ell} \left(\left| 1 - U_{cc}^J \right|^2 + \sum_{\substack{(\alpha'=\alpha) \\ s',\ell' (\neq s,\ell)}} \left| U_{cc'}^J \right|^2 \right), \quad (2.4)$$

ou encore, puisque la matrice U est unitaire (i.e. $\sum_i U_{ic}^* U_{ic'} = \delta_{cc'}$):

$$\sigma_{\alpha}^{\text{élastique}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_J g_J \sum_{s,\ell} \left(1 - 2 \operatorname{Re}(U_{cc}^J) + \sum_{\substack{(\alpha'=\alpha) \\ s',\ell' (\neq s,\ell)}} \left| U_{cc'}^J \right|^2 \right). \quad (2.5)$$

De même, la section efficace pour une réaction particulière ($\alpha' \neq \alpha$) est:

$$\sigma_{\alpha\alpha'}^{\text{réaction}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_J g_J \sum_{s,\ell} \sum_{s',\ell'} \left| U_{cc'}^J \right|^2. \quad (2.6)$$

On définit aussi la section efficace nonélastique, qui est la somme de toutes les réactions telles que $\alpha' \neq \alpha$:

$$\sigma_{\alpha}^{\text{nonél}} = \sum_{\alpha' \neq \alpha} \sigma_{\alpha\alpha'}^{\text{réaction}}. \quad (2.7)$$

La section efficace totale, $\sigma_{\alpha}^{\text{totale}}$, est la somme de $\sigma_{\alpha}^{\text{élastique}}$ et $\sigma_{\alpha}^{\text{nonél}}$, et peut aussi être exprimée par:

$$\sigma_{\alpha}^{\text{totale}} = \frac{2\pi}{k_c^2} \sum_J g_J \sum_{s,\ell} \left(1 - \operatorname{Re}(U_{cc}^J) \right). \quad (2.8)$$

La matrice de diffusion U peut s'écrire en fonction de la matrice W :

$$U_{cc'}^J = \Omega_{\ell} W_{cc'}^J \Omega_{\ell'}, \quad (2.9)$$

où ℓ représente le moment angulaire orbital et $\Omega_{\ell} = e^{-i\Phi_{\ell}}$,

Φ_{ℓ} étant le décalage de phase du potentiel de diffusion.

La matrice W dépend de la matrice R , décrivant l'interaction nucléaire, via:

$$W = P^{\frac{1}{2}} (I - RL)^{-1} (I - RL^*) P^{-\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

ou encore:

$$\mathbf{W} = \mathbf{I} + 2i \mathbf{P}^{\frac{1}{2}} (\mathbf{I} - \mathbf{R}\mathbf{L})^{-1} \mathbf{R} \mathbf{P}^{\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

où \mathbf{L} , \mathbf{P} et $\mathbf{\Omega}$ sont des matrices diagonales; \mathbf{I} représente la matrice identité.

Les termes diagonaux de la matrice \mathbf{L} sont donnés par la relation $\mathbf{L}_c = (\mathbf{S}_c - \mathbf{B}_c) + i\mathbf{P}_c$, \mathbf{P}_c étant la pénétrabilité, \mathbf{S}_c le facteur de décalage et \mathbf{B}_c une constante arbitraire qui définit la condition à la limite du noyau. L'indice c fait référence à la voie c . Les formules pour \mathbf{P}_c , \mathbf{S}_c et $\mathbf{\Phi}_c$ sont détaillées dans l'annexe B.

En utilisant ces définitions de \mathbf{U} et de \mathbf{W} , on peut réécrire les différentes sections efficaces comme suit:

$$\sigma_{\alpha}^{\text{élastique}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_J g_J \sum_{s,\ell} \left(1 - 2 \cos(2\phi_{\ell}) \text{Re}(W_{cc}^J) - 2 \sin(2\phi_{\ell}) \text{Im}(W_{cc}^J) + \sum_{\substack{(\alpha'=\alpha) \\ s',\ell'(\neq s,\ell)}} |W_{cc'}^J|^2 \right), \quad (2.12)$$

$$\sigma_{\alpha,\alpha'}^{\text{réaction}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_J g_J \sum_{s,\ell} \sum_{s',\ell'} |W_{cc'}^J|^2, \quad (2.13)$$

$$\sigma_{\alpha}^{\text{totale}} = \frac{2\pi}{k_c^2} \sum_J g_J \sum_{s,\ell} \left(1 - \cos(2\phi_{\ell}) \text{Re}(W_{cc}^J) - \sin(2\phi_{\ell}) \text{Im}(W_{cc}^J) \right). \quad (2.14)$$

Ces formules peuvent être développées en introduisant la matrice \mathbf{R} (cf. équations 2.10 ou 2.11), qui peut, à son tour, s'exprimer en fonction des paramètres des résonances et des conditions aux limites du noyau. Il existe différentes paramétrisations des résonances, grossièrement divisées en deux familles de principes très différents. On peut faire une étude phénoménologique de la section efficace et en effectuer une paramétrisation rappelant le formalisme à un niveau (Breit et Wigner par exemple), mais en perdant la signification physique simple des paramètres, c'est le formalisme de Adler-Adler. Dans un autre ordre d'idée, on peut utiliser des théories nucléaires qui conservent le caractère physique des paramètres. En contrepartie, la formulation analytique est très complexe. Cette seconde famille peut être illustrée par l'approximation de Reich-Moore (RM) au formalisme de la matrice \mathbf{R} .

La principale difficulté, lors de l'application de la théorie de la matrice R , réside dans l'inversion de la matrice $(I-RL)$ (cf. équations 2.10 ou 2.11), de dimension égale au nombre de voies. Wigner [5] a montré qu'il était possible de se ramener au problème de l'inversion d'une matrice de dimension inférieure, la matrice des niveaux, notée A et définie par son inverse:

$$(A^{-1})_{\lambda\mu} = E_{\lambda} - \Delta_{\lambda\mu} - E - i \sum_c P_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\mu c} \quad \text{avec} \quad \Delta_{\lambda\mu} = \sum_c S_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\mu c} \quad (2.15)$$

où P_c et S_c désignent respectivement les pénétrabilités et les facteurs de décalages pour les voies c (voir annexe B).

La méthode d'élimination proposée par Teichmann et Wigner [6] permet de réduire le nombre de voies en éliminant celles qui ne sont pas permises.

Dans l'approximation de Reich-Moore [7], les contributions non diagonales des voies de capture sont négligées. En effet, pour l'émission de rayons gamma, le nombre de voies de sortie est très important et on peut admettre que les amplitudes $\gamma_{\lambda c}$ sont distribuées selon une loi normale de valeur moyenne nulle [8], ce qui se traduit par

$$\sum_{\substack{c, c' \in \gamma \\ c \neq c'}} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'} = 0.$$

Dans ce cas, la matrice A^{-1} est diagonale et particulièrement facile à inverser, on obtient:

$$A_{\lambda\gamma} = \frac{\delta_{\lambda\gamma}}{E_{\lambda} - \Delta_{\lambda\gamma} - E - i\Gamma_{\lambda\gamma}/2}, \quad (2.16)$$

avec $\Delta_{\lambda\gamma} = \sum_{c \in \gamma} S_c \gamma_{\lambda c}^2$ le terme de décalage des niveaux,

et $\Gamma_{\lambda\gamma}/2 = \sum_{c \in \gamma} P_c \gamma_{\lambda c}^2$ la largeur partielle pour toutes les voies de capture.

La matrice R se trouve alors sous forme réduite, et se réécrit:

$$R_{cc'}^{RM,J} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E'_{\lambda} - E - i \Gamma_{\lambda\gamma}/2} \quad \text{pour } c, c' \notin \gamma, \quad (2.17)$$

avec $E'_{\lambda} = E_{\lambda} + \Delta_{\lambda\gamma}$.

Toutes les résonances de spin-parité J^{π} sont incluses dans la sommation sur λ . Le nombre de résonances, donc de niveaux, devrait être infini. Pour des raisons pratiques évidentes, ce nombre est limité et l'effet des niveaux manquants est simulé soit par de larges résonances hors de la zone d'énergie étudiée, soit par des conditions aux limites particulières.

On peut ainsi calculer toutes les sections efficaces, via les équations (2.12) (2.13) (2.14), sauf celle de capture radiative, qui peut être obtenue par différence avec la section efficace totale: $\sigma_{c\gamma} = \sigma_c - \sum_{c' \notin \gamma} \sigma_{cc'}$.

Le formalisme de Reich-Moore est exact si on ne considère qu'un seul niveau ou une seule voie. Il permet de traiter des cas plus complexes avec une grande précision.

Dans le cas général, la largeur partielle $\Gamma_{\lambda c}$ est donnée, en fonction des amplitudes $\gamma_{\lambda c}$, par:

$$\Gamma_{\lambda c}(E) = 2 \gamma_{\lambda c}^2 P_c(E), \quad (2.18)$$

où $P_c(E)$ est la pénétrabilité (ou facteur de pénétration) pour la voie c , l'amplitude $\gamma_{\lambda c}$ est indépendante de l'énergie.

Pour les voies neutroniques, les valeurs des pénétrabilités, P_{ℓ} , en fonction de l'énergie, pour différents moments angulaires ℓ , sont données en annexe B.

Pour les voies de fission et de capture, la pénétrabilité varie lentement et on admet que les largeurs partielles sont constantes avec l'énergie: $\Gamma_{\lambda c} = 2 \gamma_{\lambda c}^2$.

Avec ces définitions, les sections efficaces précédentes peuvent être exprimées en fonction des paramètres E_λ et Γ_λ des résonances λ . Considérons le cas simple d'un état isolé avec seulement deux voies de décroissance neutroniques: la voie d'entrée elle-même et la voie de sortie, de largeurs partielles respectives Γ_1 et Γ_2 . On pose:

$$d = (E_\lambda - E)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \quad \text{et} \quad \Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_\gamma; \quad (2.19)$$

on a alors:

$$\sigma^{\text{élastique}} = \frac{2\pi}{k^2} g_J \left\{ 1 - \cos(2\phi) \left(1 - \frac{\Gamma_1 \Gamma}{2d} \right) - \sin(2\phi) \frac{\Gamma_1 (E_\lambda - E)}{d} - \frac{\Gamma_1 (\Gamma_\gamma + \Gamma_2)}{d} \right\}, \quad (2.20)$$

$$\sigma^{\text{réaction}} = \frac{\pi}{k^2} g_J \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{d}, \quad (2.21)$$

$$\sigma^{\text{totale}} = \frac{2\pi}{k^2} g_J \left\{ 1 - \cos(2\phi) \left(1 - \frac{\Gamma_1 \Gamma}{2d} \right) - \sin(2\phi) \frac{\Gamma_1 (E_\lambda - E)}{d} \right\}. \quad (2.22)$$

2.1.2 Propriétés statistiques du noyau composé

Le lecteur pourra consulter la référence [9], qui regroupe de nombreux articles dans ce domaine.

L'étude des distributions des paramètres des résonances permet de déterminer leurs propriétés statistiques. Les principales lois déduites sont celle de Wigner pour la distribution des espacements des niveaux et celle de Porter-Thomas pour la distribution des largeurs réduites.

On définit les largeurs partielles réduites, indépendantes de l'énergie, à partir des largeurs partielles (les valeurs pour V_ℓ sont tabulées dans l'annexe B), via la relation:

$$\Gamma_{\lambda n}^\ell = \frac{1}{V_\ell} \Gamma_{\lambda n \ell} \sqrt{\frac{1 \text{ eV}}{E_\lambda [\text{eV}]}}, \quad (2.23)$$

Cette définition permet d'accéder aux amplitudes $\gamma_{\lambda c}$, puisque: $\Gamma_{\lambda n}^\ell \propto \gamma_{\lambda c}^2$.

a) Loi de Porter-Thomas

La formulation mathématique de la distribution des largeurs partielles réduites pour des neutrons s ($\ell = 0$) a été établie par Porter et Thomas [8]. Leur raisonnement découle du théorème de la limite centrale qui, du fait de la complexité du noyau composé, permet de supposer une distribution gaussienne des amplitudes $\gamma_{\lambda n} \propto \sqrt{\Gamma_{\lambda n}^0}$, et donc une distribution selon une loi du χ^2 à 1 degré de liberté pour les largeurs réduites $\Gamma_{\lambda n}^0 \propto \gamma_{\lambda n}^2$.

Ainsi, pour une résonance λ , la probabilité pour que la quantité $\frac{\Gamma_{\lambda n}}{\langle \Gamma_{\lambda n} \rangle_\lambda}$ ait une valeur comprise entre x et $x+dx$ est:

$$P(x) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} e^{-\frac{x}{2}} dx. \quad (2.24)$$

Cette loi est un cas particulier parmi les distributions du χ^2 à v degrés de liberté:

$$F_v(x) dx = \frac{\left(\frac{v}{2}\right)^{\frac{v}{2}}}{\Gamma\left(\frac{v}{2}\right)} x^{\frac{v}{2}-1} e^{-\frac{v}{2}x} dx, \quad (2.25)$$

où $\Gamma(x \in \mathbb{R}^+)$ est la fonction Gamma. Les deux premiers moments caractérisant cette distribution sont:

$$\text{la valeur moyenne: } \langle x \rangle = 1,$$

$$\text{et la variance: } \sigma_x^2 = \frac{2}{v} \langle x \rangle^2.$$

De plus, la valeur maximale, $F_v(x_M)$, est atteinte pour: $x_M = \left(1 - \frac{2}{v}\right) \langle x \rangle$; $v \geq 2$.

Dans le cas général, v peut prendre toute valeur réelle positive qui est alors interprétée comme étant le nombre de voies de sorties autorisées. Pour la diffusion élastique de neutron s ($\ell = 0$), il n'existe qu'une seule voie de décroissance, et on retrouve la loi de Porter-Thomas. Par contre, si les états de spin-parité J^π peuvent décroître via v voies, toutes de même largeur moyenne $\langle \Gamma_{\lambda c_i} \rangle$, on peut alors considérer la voie α , de largeur partielle moyenne $\langle \Gamma_{\lambda \alpha} \rangle = v \langle \Gamma_{\lambda c_i} \rangle$, dont les largeurs partielles individuelles $\Gamma_{\lambda \alpha}$ obéissent à une loi du χ^2 à v degrés de liberté.

Prenons l'exemple de neutrons diffusés par un noyau de spin-parité $I^\pi = \frac{1}{2}^+$. Les états du noyau composé de spin parité $J^\pi = 1^-$ peuvent être formés par des neutrons (spin $i = \frac{1}{2}$) $p_{\frac{1}{2}}$ ($\ell = 1$ et $j = |\vec{\ell} + \vec{i}| = \frac{1}{2}$) ou $p_{\frac{3}{2}}$ ($\ell = 1$ et $j = \frac{3}{2}$). Si les largeurs partielles moyennes pour ces deux voies sont les mêmes, alors la largeur totale pour cette résonance 1^- est distribuée selon une loi du χ^2 à 2 degrés de liberté. Si les largeurs partielles ne sont pas identiques, alors la distribution de la largeur neutronique de l'état 1^- ne suit pas exactement une loi du χ^2 mais peut tout de même être approchée par une telle loi avec ν compris entre 1 et 2.

L'analyse des largeurs de fission montre que leur distribution suit environ une loi du χ^2 avec un nombre de degrés de liberté variant de 1 à 4 selon l'isotope et le moment angulaire total J .

Le noyau composé peut aussi se désexciter par émission de rayons gamma. Cette voie de décroissance comporte en général un grand nombre de transitions possibles et, par conséquent, est bien représentée par une distribution du χ^2 à 10, 20 (ou plus) degrés de liberté. De telles distributions fluctuant très peu autour de la valeur moyenne, la largeur totale radiative est souvent supposée constante.

b) Densité des niveaux

La densité des niveaux, à l'énergie E , d'un noyau de nombre de masse A est définie comme le nombre d'états nucléaires dans l'intervalle $[E, E+dE]$ divisé par dE . Une solution analytique peut être établie aux prix de quelques hypothèses simplificatrices. En réalité, il existe de nombreux modèles, chacun correspondant à des hypothèses différentes.

Dans le cadre du modèle à particules indépendantes, une formule tenant compte du moment angulaire total J et du fait que le noyau est composé de deux types de fermions (neutrons et protons) a été établie par Gilbert et Cameron [10] en 1965. Il s'agit d'une formulation pratique, encore très utilisée de nos jours [92].

Pour des énergies d'excitation élevées, la densité (ρ) des niveaux de spin J à l'énergie E^* est donnée en MeV^{-1} par:

$$\rho(E^*, J) = \frac{1}{24\sqrt{2}} \frac{e^{2\sqrt{a(E^* - \Delta)}}}{a^{1/4}(E^* - \Delta)^{5/4}} \frac{(2J+1) e^{-\frac{J(J+1)}{2\sigma^2}}}{\sigma^3}, \quad (2.26)$$

$a [\text{MeV}^{-1}] \approx \frac{A}{8}$ est le paramètre de densité de niveaux,

$\Delta = \delta_p + \delta_n$ est la somme des énergies d'appariement des protons et des neutrons,

$\sigma^2 = 0.0888 A^{\frac{2}{3}} \sqrt{a(E^* - \Delta)}$ est le carré du facteur de coupure de spin.

Les paramètres a et Δ sont déterminés en ajustant les valeurs théoriques de la densité des niveaux sur les résultats expérimentaux [10] [11]. Il est donc important de garder à l'esprit que les valeurs obtenues peuvent varier selon le modèle utilisé.

Dans la plupart des cas, la valeur de $2\sigma^2$ est grande devant l'unité. Ainsi, pour de petites valeurs de J , la dépendance en spin de la densité des niveaux est donnée par:

$$\rho(E^*, J) \approx (2J+1) \rho(E^*, J=0). \quad (2.27)$$

C'est la loi en $2J+1$ de variation de la densité des niveaux en fonction du spin.

L'énergie minimale requise pour utiliser le modèle précédent est définie par [10]:

$$E_m [\text{MeV}] = 2.5 + \frac{150}{A} + \Delta. \quad (2.28)$$

Pour des énergies d'excitation plus faibles, la formule suivante donne de meilleurs résultats:

$$\rho(E^*) = C e^{\frac{E^*}{k_B T}}, \quad (2.29)$$

où C et T sont des constantes ajustées sur les données expérimentales.

Quel que soit le modèle employé, la dépendance en énergie de la densité des niveaux est toujours dominée par un terme exponentiel. Lorsque l'énergie augmente, l'espacement entre les niveaux diminue jusqu'à former un continuum quand leur largeur naturelle est supérieure à l'énergie les séparant de l'état voisin. La largeur naturelle est définie à partir du principe d'incertitude de Heisenberg: $\Delta E \Delta t \geq \hbar$. Ainsi, pour un état de durée de vie moyenne τ , la largeur naturelle est la plus petite largeur possible, \hbar/τ . Le phénomène de recouvrement est accentué par l'élargissement naturel des niveaux quand l'énergie augmente. En effet, à l'exception des états métastables, plus l'énergie d'excitation est élevée et plus le temps de vie τ est court.

c) Loi de Wigner

La distribution des espacements entre les résonances peut être calculée exactement, en supposant que les énergies des niveaux du noyau composé sont distribuées aléatoirement [12]. Pour un ensemble de résonances de même spin-parité, la distribution exacte des espacements réduits $x = D/\langle D \rangle$ peut être approchée par la loi de Wigner [13]:

$$P(x) dx = \frac{\pi}{2} x e^{-\frac{\pi}{4}x^2} dx, \quad (2.30)$$

$$\text{de variance: } \sigma_D^2 = \left(\frac{4}{\pi} - 1 \right) \langle D \rangle^2.$$

L'espacement le plus probable, correspondant au maximum de la distribution, est:

$$D_M = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \langle D \rangle.$$

$P(x)dx$ représente la probabilité pour qu'un espacement réduit soit compris entre x et $x+dx$. Dans ce cas, la probabilité d'avoir des espacements petits ($D \ll \langle D \rangle$) est faible: c'est l'effet de répulsion des niveaux.

Cependant, dans le cas de deux familles de résonances (non corrélées) de spin-parité différents, chacune obéissant à une loi de Wigner, on peut montrer que la probabilité d'observer des espacements faibles n'est pas nulle. En généralisant au cas de n familles,

on tend vers une distribution exponentielle, c'est à dire une répartition aléatoire des espacements entre les niveaux.

d) Fonction densité

La fonction densité, sans dimension et indépendante de l'énergie, est liée à la section efficace moyenne par l'intermédiaire de la relation suivante sur les paramètres moyens:

$$S_{\ell,J} = \frac{\langle \Gamma_{c,J}^{\ell} \rangle}{\langle D_{\ell,J} \rangle}, \quad (2.31)$$

où $\langle \Gamma_{c,J}^{\ell} \rangle$ est la largeur réduite moyenne des résonances de spin J pour la voie c,
et $\langle D_{\ell,J} \rangle$ est l'espacement moyen des résonances de spin J.

Si le nombre de résonances dans l'intervalle ΔE est statistiquement suffisant, on peut écrire:

$$S_{\ell,J} = \frac{1}{\Delta E} \sum_i \Gamma_{c,J}^{\ell}(E_i) \quad (2.32)$$

La valeur de $S_{\ell,J}$ est simplement la pente de l'histogramme cumulé des largeurs réduites en fonction de l'énergie.

La fonction densité totale, pour un moment angulaire orbital ℓ donné, est la somme des fonctions densité partielles, pondérée par g_J :

$$S_{\ell} = \frac{1}{2\ell+1} \sum_J g_J S_{\ell,J}, \quad (2.33)$$

où g_J est le facteur statistique de spin, défini comme le rapport des dégénérescences de spin avant et après l'interaction:

$$g_J = \frac{2J+1}{(2i+1)(2I+1)} = \frac{2J+1}{2(2I+1)}, \text{ pour des neutrons } (i = \frac{1}{2}). \quad (2.34)$$

La fonction densité S_ℓ peut aussi être obtenue à partir des coefficients de transmission T_ℓ qui sont en général calculés par modèle optique. On a la relation (cf. annexe B pour V_ℓ):

$$S_\ell = \frac{1}{2\pi} \frac{T_\ell}{V_\ell} \sqrt{\frac{1 \text{ eV}}{E[\text{eV}]}}. \quad (2.35)$$

e) Indépendance des voies de réaction

La base du modèle statistique est l'hypothèse de Bohr, qui suppose que le noyau absorbe invariablement la particule incidente pour former un état intermédiaire, le noyau composé, dont la durée de vie est longue devant le temps requis pour traverser le noyau cible. La particule absorbée subit de nombreuses collisions et la probabilité de former un état intermédiaire excité λ via la voie c est indépendante de la probabilité de décroissance via la voie c' .

Autrement dit, le mode de décroissance est indépendant du mode de formation et il n'existe pas de corrélations entre les différentes voies de réactions: $\rho(\gamma_{\lambda c}, \gamma_{\lambda c'}) = 0$.

2.1.3 Ecarts par rapport au modèle statistique

La référence [14] présente une synthèse des connaissances actuelles et montre les insuffisances du modèle statistique, qui ne peut pas rendre compte de tous les phénomènes révélés par l'expérience. En particulier, il est à présent établi qu'une particule incidente peut interagir avec le noyau cible sans nécessairement former un noyau composé, c'est la réaction directe. De récentes études [15], montre que la distribution des largeurs réduites pour des neutrons s ($l=0$) n'obéit pas toujours à une loi du χ^2 à un degré de liberté (loi de Porter-Thomas). Ce qui signifie que les amplitudes ne sont pas distribuées selon une loi normale de valeur moyenne nulle. L'écart à cette loi indique la présence "d'états intermédiaires" [16] [17], moins complexes que le noyau

composé. Ce processus d'excitation, plus simple, peut être à l'origine d'effets non-statistiques que la théorie du noyau composé ne permet pas de modéliser.

Les réactions de capture neutroniques ont fourni les premières évidences de l'existence de processus non-statistiques au cours des réactions nucléaires [18]. Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux corrélations entre les amplitudes. De telles corrélations [19] apparaissent lorsqu'une configuration simple joue le rôle d'un état intermédiaire ("doorway state") commun à une ou plusieurs voies de réaction. Malheureusement, il y a peu de données sur les amplitudes des résonances ($\gamma_{\lambda c}$) contrairement aux largeurs ($\Gamma_{\lambda c} \propto \gamma_{\lambda c}^2$) qui sont faciles à extraire des sections efficaces mesurées. Toutefois, sous certaines conditions (cf. paragraphe 7.1), les corrélations entre les amplitudes, d'une part, et les largeurs partielles, d'autre part, peuvent être simplement reliées.

Pour ce qui est de la réaction de capture, quelques corrélations, positives, entre la largeur partielle neutronique et plusieurs largeurs partielles radiatives ont déjà été observées [20] [21].

Au cours de ce travail, nous allons étudier la corrélation entre les largeurs partielles associées aux voies de décroissances de diffusions élastique et inélastique. Une telle corrélation a été mise en évidence pour les noyaux de ^{87}Os [22] et de ^{197}Au [23], pour lesquels les coefficients de corrélation linéaire sur les amplitudes $\rho = 0.65$ et $\rho = 0.80$ ont été déduits.

2.2 Physique neutronique

Depuis les débuts de la neutronique dans les années 50, les méthodes de calcul et la puissance des ordinateurs ont fait de tels progrès que, dans de nombreux cas, ce sont les incertitudes sur les données nucléaires elles-mêmes qui limitent la précision des calculs [24]. Une meilleure connaissance des sections efficaces des éléments présent dans les réacteurs n'est donc pas négligeable.

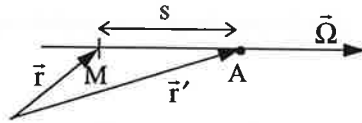
L'objet de ce paragraphe est de montrer l'intérêt d'une mesure à haute résolution et comment l'étude des corrélations entre les largeurs partielles des voies élastique et inélastique peut contribuer à améliorer les calculs de section efficaces dans le domaine non résolu.

Pour plus d'informations sur la physique neutronique, on peut consulter la référence [25].

2.2.1 Equation du transport multigroupes

a) Forme intégrale de l'équation de Boltzmann

Cette équation découle de la conservation du nombre total de neutrons dans le milieu considéré.



Les neutrons observés au point A, à la vitesse v , à l'instant t , et se dirigeant dans la direction $\vec{\Omega}$, sont ceux qui sont partis de l'ensemble des points M, à la vitesse v , à l'instant $t - \frac{s}{v}$, dans la direction $\vec{\Omega}$, et qui ont parcouru MA sans choc.

Le nombre de départs en un point \vec{r} , à la vitesse v , dans la direction $\vec{\Omega}$ et à l'instant t est:

$$q(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) = S(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) + \int_0^\infty \int_{(4\pi)} \Sigma_s(\vec{r}, v' \rightarrow v, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \phi(\vec{r}, v', \vec{\Omega}', t) dv' d^2\Omega'. \quad (2.36)$$

La probabilité de non-choc entre M et A est:
$$e^{-\bar{\Sigma}s} = \exp\left(-\int_M^A \Sigma_t(\vec{r}, v, \vec{\Omega}) ds\right), \quad (2.37)$$

d'où:

$$\phi(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) = \int_0^\infty e^{-\vec{\Sigma}s} q(\vec{r} - s\vec{\Omega}, v, \vec{\Omega}, t - \frac{s}{v}) ds. \quad (2.38)$$

Afin de simplifier les équations, plaçons nous dans le cas où la diffusion, le milieu et les sources sont isotropes. On a alors:

$$\Sigma_s(\vec{r}, v \rightarrow v', \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') = \frac{1}{4\pi} \Sigma_s(\vec{r}, v \rightarrow v'), \quad (2.39)$$

et:
$$S(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) = \frac{1}{4\pi} S(\vec{r}, v, t). \quad (2.40)$$

Dans ces conditions, q ne dépend plus de $\vec{\Omega}$ et les équations (2.36) et (2.38) se réduisent à:

$$q(\vec{r}, v, t) = S(\vec{r}, v, t) + \int_0^\infty \Sigma_s(\vec{r}, v' \rightarrow v) \phi(\vec{r}, v', t) dv'. \quad (2.41)$$

$$\phi(\vec{r}, v, \vec{\Omega}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty e^{-\vec{\Sigma}s} q(\vec{r} - s\vec{\Omega}, v, t - \frac{s}{v}) ds. \quad (2.42)$$

Il est intéressant d'intégrer cette dernière équation sur $\vec{\Omega}$. En remarquant que l'élément de volume autour du point $\vec{r}' = \vec{r} - s\vec{\Omega}$ peut s'écrire $d^3r' = s^2 ds d\Omega$, on peut faire disparaître la variable $\vec{\Omega}$ des équations:

$$\phi(\vec{r}, v, t) = \int_{\text{reacteur}} \frac{e^{-\vec{\Sigma}s}}{4\pi s^2} d^3r' \left[S(\vec{r}', v, t - \frac{s}{v}) + \int_0^\infty \Sigma_s(\vec{r}, v' \rightarrow v) \phi(\vec{r}', v', t - \frac{s}{v}) dv' \right]. \quad (2.43)$$

Naturellement, en régime stationnaire (plus de variable t) l'équation se simplifie encore:

$$\phi(\vec{r}, v) = \int_{\text{reacteur}} \frac{e^{-\vec{\Sigma}s}}{4\pi s^2} d^3r' \left[S(\vec{r}', v) + \int_0^\infty \Sigma_s(\vec{r}, v' \rightarrow v) \phi(\vec{r}', v') dv' \right]. \quad (2.44)$$

L'équation (2.44) est générale. Si on ne considère que les propriétés de ralentissement du milieu, on peut écrire [25]:

$$\int_0^{\infty} \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(E') dE' + S(E) = \Sigma_t(E) \phi(E). \quad (2.45)$$

b) Mise en groupe

Les calculs de neutronique dans des réacteurs, caractérisés par des géométries complexes et des milieux hétérogènes, font intervenir un très grand nombre de paramètres que les ordinateurs actuels ne peuvent pas gérer. Il est nécessaire de réduire ce nombre de variables en utilisant des approximations (milieu isotrope), des équivalences (homogène-hétérogène) et en limitant le nombre de points en énergie.

L'intervalle d'énergie d'intérêt pour les réacteurs nucléaires (10^{-5} eV à 20 MeV) est partagé en N groupes, généralement constants en unité de léthargie $u = \ln\left(\frac{E_0}{E}\right)$, $E_0 \geq E$.

Le découpage dépend du problème à traiter et de la précision du calcul.

Lors de la mise en groupe du second terme de l'équation (2.45), on est amené à poser:

$$\phi_g = \int_{\Delta E_g} \phi(E) dE, \quad (2.46)$$

et on définit $\Sigma_{t,g}$ par:

$$\Sigma_{t,g} = \frac{\int_{\Delta E_g} \Sigma_t(E) \phi(E) dE}{\phi_g}. \quad (2.47)$$

De manière générale, pour chaque groupe g, de largeur ΔE_g , on calcule la valeur moyenne d'une section efficace caractérisant la réaction X (capture, diffusions, ...) d'un neutron avec un noyau i (de concentration n_i):

$$\sigma_g^{i,X} = \frac{\Sigma_g^{i,X}}{n_i} = \frac{\int_{\Delta E_g} \sigma^{i,X}(E) W(E) dE}{\int_{\Delta E_g} W(E) dE}. \quad (2.48)$$

Le facteur de pondération $W(E)$ doit reproduire, de façon macroscopique, le spectre énergétique existant dans telle partie de tel type de réacteur (spectres de fission, de ralentissement, thermique, etc...).

Mais remplacer une section efficace $\sigma(E)$ par sa valeur moyenne σ_g revient à supprimer une partie de l'information, en particulier quand $\sigma(E)$ est fortement fluctuante. Ces fluctuations sont à l'origine d'un effet neutronique, appelé autoprotection des résonances (figure 2.1), qui conduit à considérer des sections efficaces corrigées, ou sections efficaces effectives.

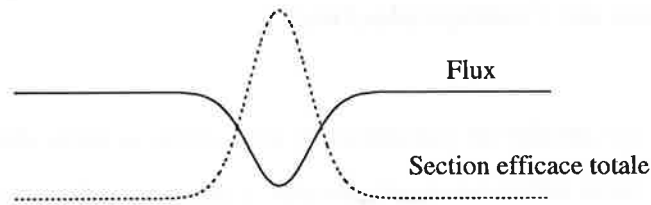


Figure 2.1: Illustration de l'autoprotection des résonances.

La section efficace effective, pour une réaction X, est la section efficace qui rendrait compte de la réaction X si le flux était partout celui qui règne en dehors des résonances. Pour un milieu homogène et un groupe d'énergie g, la section efficace effective pour une dilution σ_d s'écrit:

$$\sigma_{g,\text{eff}}^{i,X}(\sigma_d) = \frac{\int_{\Delta E_g} \sigma^{i,X}(E) \frac{\tau(E)}{\sigma^{i,\text{tot}}(E) + \sigma_d} dE}{\int_{\Delta E_g} \frac{\tau(E)}{\sigma^{i,\text{tot}}(E) + \sigma_d} dE} \quad (2.49)$$

La densité de collision, $\tau(E) = kE^\alpha$, dépend de la forme du flux ($\alpha = -1$ pour un spectre thermique). La dilution σ_d , homogène à une section efficace microscopique, est inversement proportionnelle à la concentration du noyau i considéré. On parle de section efficace à dilution infinie pour des noyaux dont la concentration est suffisamment faible pour que la structure fine du flux dans le groupe g ne soit pas influencée par sa présence.

Dans ce cas, la section efficace effective (équation 2.49) tend vers la section efficace moyenne (équation 2.48).

On définit le facteur d'autoprotection des résonances, toujours inférieure à l'unité, par:

$$f(\sigma_d) = \frac{\sigma_{g,eff}^{i,X}(\sigma_d)}{\sigma_{g,eff}^{i,X}(\infty)} = \frac{\sigma_{g,eff}^{i,X}(\sigma_d)}{\sigma_g^{i,X}} \leq 1. \quad (2.50)$$

2.2.2 Importance de l'autoprotection

Il n'est pas correct de calculer la transmission d'un écran à partir des sections efficaces moyennes (e.g. sections efficaces multigroupes à dilution infinie) sans introduire une correction prenant en compte les fluctuations (e.g. autoprotection). La référence [26] fait une synthèse des études effectuées sur les effets de l'autoprotection des résonances dans la zone non résolue pour les matériaux de structure (Fe, Ni, Cr, V). L'exemple le plus simple de l'importance des fluctuations est celui de l'augmentation de la section efficace totale moyenne quand la résolution s'améliore et/ou l'épaisseur de l'échantillon diminue.

Les fluctuations d'une section efficace à l'autre sont fortement, et positivement, corrélées. En effet, les pics des résonances apparaissent toujours à la même énergie quelle que soit la voie de décroissance (capture, diffusions, etc...), à condition toutefois que celle-ci soit ouverte. On peut donc s'attendre à observer aussi de fortes fluctuations dans les sections efficaces partielles. Le fait que ces fluctuations soient d'importance comparable, pour la physique des réacteurs, à celles de la section efficace totale a été montré au moyen de calculs de protection à Frascati [27] et Petten [28], en particulier pour les sections efficaces de diffusions élastique et inélastique. Le flux de neutrons calculé à environ 1 MeV, en négligeant les fluctuations des sections efficaces partielles, est 15 % plus bas que lorsque celles-ci sont incluses. Pour ce dernier cas, on suppose une stricte proportionnalité entre les fluctuations des sections efficaces totale et

partielles, le facteur de fluctuation ($f = \sigma / \bar{\sigma}$) étant extrait des données de transmission mesurées à haute résolution.

2.2.3 Influence des corrélations

En réalité, la corrélation entre les fluctuations des différentes sections efficaces partielles n'est pas la conséquence d'une simple loi linéaire.

La position des résonances, identique d'une section efficace à une autre puisqu'elles représentent un même état excité du noyau composé, explique une partie de cette corrélation. Toutefois, la corrélation entre les amplitudes de ces fluctuations dépend du lien existant entre les différentes largeurs partielles.

Dans la plupart des cas, on suppose que ces dernières obéissent, indépendamment les unes des autres, à la loi de Porter-Thomas. Dans ce cadre, la position des résonances suffit à expliquer la corrélation observée.

Cependant, il n'est pas exclu qu'il puisse exister une corrélation entre les largeurs partielles. Dans ce cas, l'existence d'une corrélation, positive, entre Γ_n et Γ_n' , augmenterait la corrélation entre les sections efficaces elles-mêmes.

L'influence de ces corrélations sur les calculs d'autoprotection a été étudiée dans les références [29] [30].

2.3 Connaissances actuelles

2.3.1 Section efficace de capture

Au delà du seuil de diffusion inélastique (862 keV), la section efficace de capture est négligeable (quelques millibarns) comparée aux voies élastique et inélastique (de l'ordre du barn). De plus, une analyse en terme de paramètres de résonance n'est pas possible

car il n'existe pas de mesure ayant une résolution suffisante pour distinguer les résonances dans cette bande d'énergie.

La figure 2.2 montre les sections efficaces de capture pour le ^{56}Fe disponible dans les différentes évaluations.

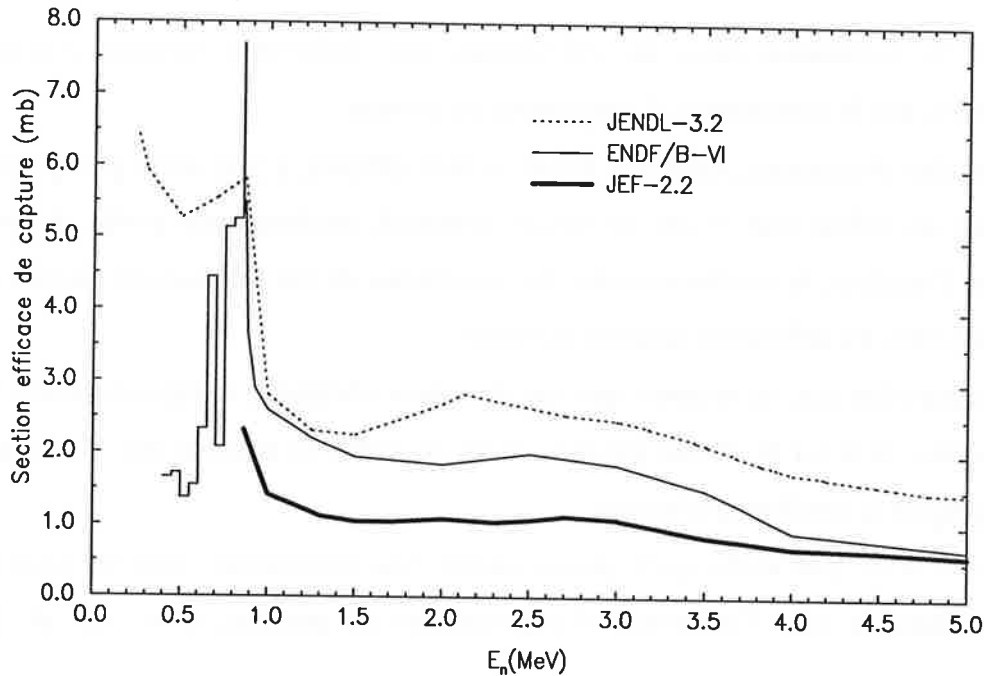


Figure 2.2: Section efficace de capture du ^{56}Fe .

2.3.2 Section efficace totale

La section efficace totale mesurée à Geel en 1992 [31] est, à ce jour, la mesure possédant la meilleure résolution en énergie (figure 2.3). Les données ont été analysées [32] jusqu'au seuil de la réaction de diffusion inélastique (862 keV). Au delà, les résonances sont toujours résolues mais leur analyse nécessite un complément d'information qui peut être fourni par la section efficace de diffusion inélastique, objet de cette étude.

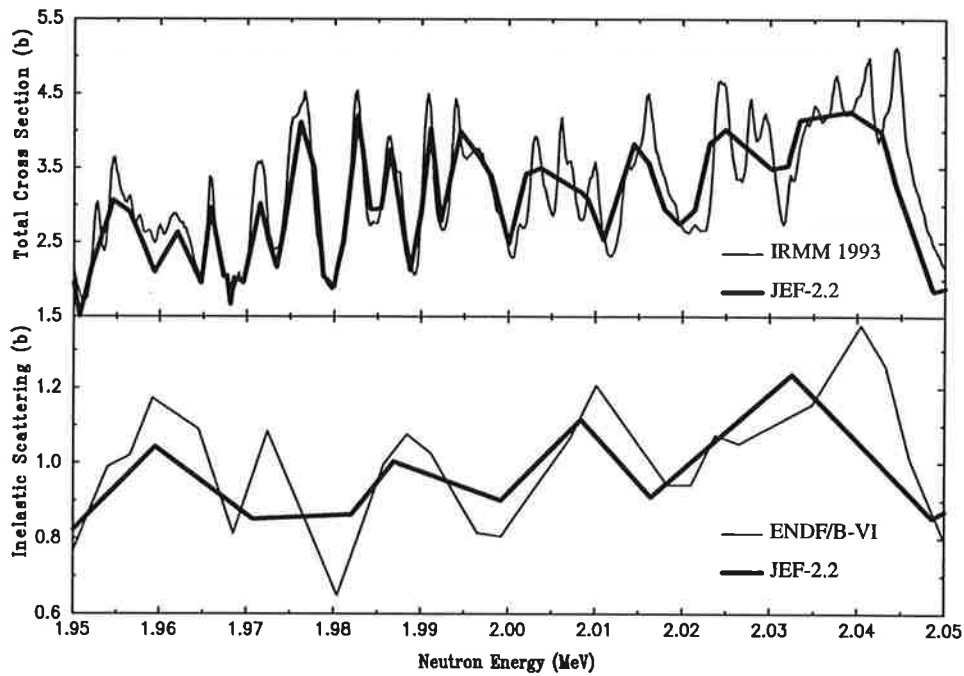


Figure 2.3: Extrait des sections efficaces totale et de diffusion inélastique du ^{56}Fe .

2.3.3 Section efficace de diffusion inélastique

Il est établi, de manière théorique, que les structures résonnantes observées dans la section efficace totale doivent aussi être présentes dans les sections efficaces partielles, exception faite de quelques transitions interdites. Les données expérimentales valident qualitativement ce point, mais aucune mesure n'a encore été réalisée avec une résolution suffisante pour fournir des informations quantitatives. La figure 2.3 montre deux exemples tirés des bibliothèques JEF et ENDF qui illustrent la résolution des mesures de la section efficace de diffusion inélastique sur le ^{56}Fe .

Chapitre 3

Méthodes expérimentales

Outre les informations données en annexes , le lecteur pourra se reporter aux ouvrages [33] [34] [35] [36] pour ce qui concerne les techniques de mesures, tandis que les références [37] à [41] peuvent être consultées pour obtenir des informations sur les accélérateurs (voir aussi les annexes F et G). La référence [94] est une base de données très utiles et mérite aussi d'être citée dans ce chapitre expérimental.

3.1 Objet de l'expérience

En considérant les points développés dans le chapitre précédent, il s'avère nécessaire de mesurer la section efficace de diffusion inélastique avec une excellente résolution, aussi proche que possible de celle de la section efficace totale.

3.2 Principe de l'expérience

3.2.1 Geel Electron LINear Accelerator (GELINA)

Une revue des sources de neutrons les plus performantes, pour des mesures neutroniques, est disponible dans la référence [42]. Parmi les plus importantes, on peut citer:

- GELINA: L'accélérateur linéaire d'électrons (150 MeV) de l'IRMM.
- ORELA: L'accélérateur linéaire d'électrons (178 MeV) de Oak Ridge, USA
- IBR-30: Un accélérateur d'électrons (32 MeV) couplé avec une cible U-Pu ("booster"), situé à Dubna.

Le dispositif ORELA a malheureusement vu ses activités réduites ces dernières années. D'autres sources de neutrons, basées sur des accélérateurs d'électrons, sont utilisés à RPI (Troy, USA), KURRI (Kyoto, Japon), ou sont à l'étude, comme en Corée [43] par exemple.

L'accélération de protons sur une cible constituée d'un élément lourd est aussi utilisée pour produire des faisceaux de neutrons très intenses. Ces sources de spallation ont un rendement supérieur (20 neutrons par proton de 1 GeV) à celui obtenu par couplage avec un accélérateur d'électrons (0.07 neutron par électron de 100 MeV), mais pour des mesures à basse énergie (de l'ordre du MeV) leur résolution est moins bonne. En voici quelques unes:

- ISIS: la source de spallation du "Rutherford Appleton Laboratory" (Oxford, Royaume-Uni), basée sur un synchrotron produisant des protons de 800 MeV.
- LANSCE: la source du LANL (Los Alamos, USA), basée sur un accélérateur linéaire de protons (800 MeV) avec anneau de stockage.

On peut aussi mentionner les sources IPNS (ANL, Argonne, USA) et KENS (KEK, Tokyo, Japon) toutes deux couplées à un synchrotron ($E_p = 500$ MeV), et le grand projet américain NSNS ("National Spallation Neutron Source"), décrit dans la référence [44].

La source de neutrons de l'IRMM (Geel, Belgique) est basée sur un accélérateur linéaire d'électrons (bande S, 3 GHz) construit en 1965 et successivement amélioré en 1977 [45], 1983 [46] et 1995. Il s'agit d'une source pulsée d'électrons pouvant atteindre une énergie de 140 MeV. La puissance maximale du faisceau est de 12 kW pour des électrons ayant une énergie moyenne d'environ 100 MeV. Une description détaillée de la machine peut être consultée dans les références [45] [46] [47].

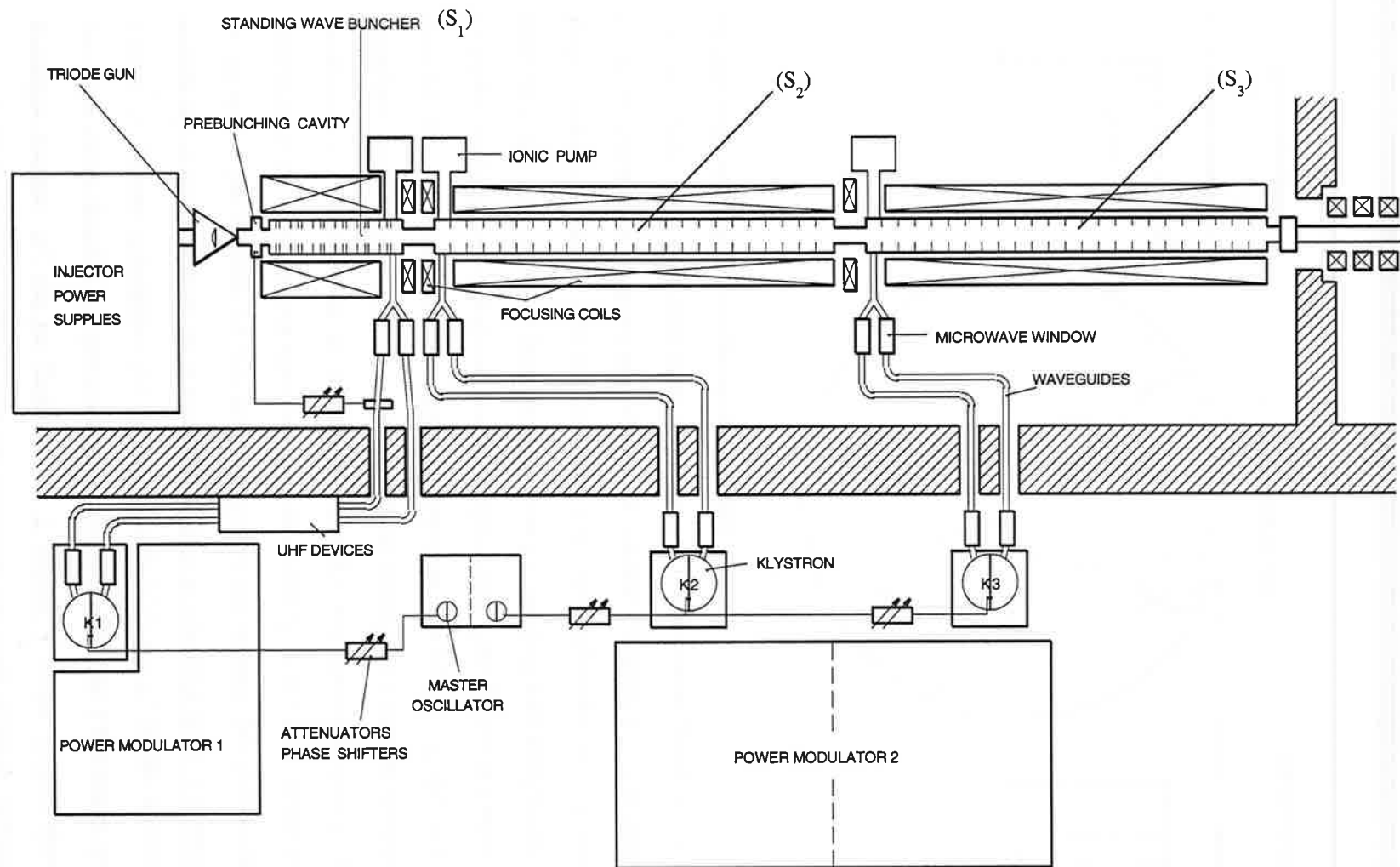


Figure 3.1: L'accélérateur linéaire d'électrons de Geel, GELINA.

L'accélérateur linéaire (figure 3.1) est constitué de trois sections accélératrices. La première section, S_1 , est un groupeur de 2 mètres à ondes stationnaires. Sa tâche première est de grouper les électrons dans des micro-paquets à proximité de la crête de l'onde. S_1 permet d'accélérer les électrons jusqu'à 20 MeV, ce qui correspond à une vitesse très voisine de celle de la lumière. Pendant la traversée de S_1 , l'impulsion initiale de 10 ns est transformée en une série de 30 paquets séparés par la période de l'onde stationnaire, i.e. 0.33 ns. Les deux sections suivantes, S_2 et S_3 , sont toutes deux à ondes progressives. Leur rôle est de fournir de l'énergie aux électrons dont la vitesse tend asymptotiquement vers celle de la lumière. Etant donné que l'énergie électromagnétique stockée dans les cavités accélératrices est transférée aux paquets d'électrons successifs, l'énergie moyenne des électrons décroît linéairement d'un paquet à l'autre. Elle passe ainsi de ~ 140 MeV pour les premiers électrons à ~ 70 MeV pour les derniers.

Cette caractéristique du faisceau est exploitée pour regrouper les électrons dans le temps, sans toutefois modifier leur spectre en énergie. La durée de la bouffée d'électrons produite peut ainsi être réduite à moins d'une nanoseconde grâce à un système de compression magnétique unique au monde [46].

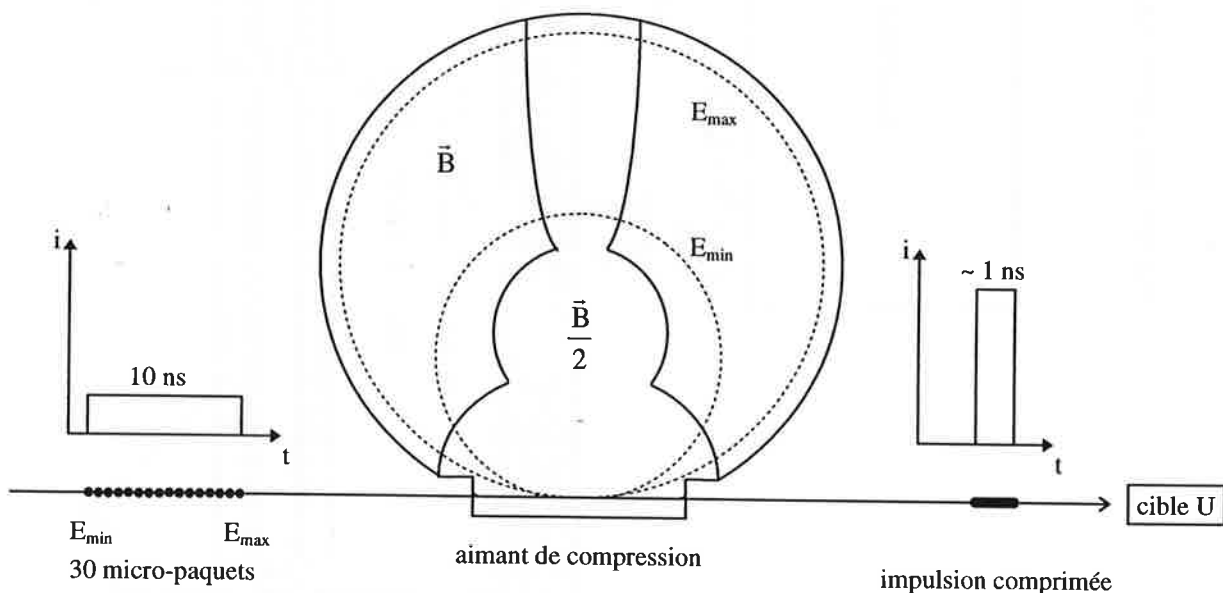


Figure 3.2: Principe de l'aimant de compression.

Le principe est illustré figure 3.2: les micro-paquets traversent des champs magnétiques conçus de telle sorte que les premiers électrons, qui ont le plus d'énergie, sont peu déviés et décrivent une longue boucle (et une seule, car le rayon de courbure n'est pas constant) à l'intérieur de l'aimant, tandis que les électrons des paquets suivants, ayant des énergies inférieures, mais la même vitesse ($\sim c$), ont des trajectoires plus courtes. De cette façon, les micro-paquets peuvent être regroupés et former une impulsion totale de largeur inférieure à la nanoseconde.

La figure 3.3 montre une vue en coupe de la cible rotative et de son modérateur [47]. Le faisceau d'électrons vient frapper une cible d'uranium rotative, refroidie au mercure. Les rayons gamma de freinage ("bremsstrahlung") produisent des neutrons par réactions photo-nucléaires (γ, n) et (γ, f).

La distribution en énergie des neutrons émis par cette cible est maximale à 1-2 MeV, avec une faible proportion de neutrons de basses énergies. Afin de produire un nombre significatif de neutrons d'énergies inférieures à 100 keV, un modérateur composé d'un matériau riche en hydrogène peut être utilisé. Les neutrons émis par la cible sont ralentis principalement par diffusion élastique sur les noyaux d'hydrogène. On obtient ainsi un spectre, somme d'une distribution de Maxwell, centrée à l'énergie thermique (25 meV à 17°C), et d'une queue en $1/E$ correspondant aux neutrons partiellement modérés. Le modérateur le plus souvent utilisé est l'eau, mais pour des mesures à très faibles énergies (moins de 25 meV), on peut utiliser du méthane liquide (111.7 K) refroidi à l'azote liquide (77 K) afin d'augmenter le flux de neutrons sub-thermiques.

Dans le cas d'impulsions d'électrons très courtes (~ 1 ns), le processus de diffusion, dans la cible ou le modérateur, est la principale cause de détérioration de la résolution du spectromètre. Ceci est dû à l'incertitude sur la position de la dernière diffusion précédant l'émission du neutron. Une simulation numérique [48] utilisant des techniques de Monte-Carlo permet de connaître le parcours moyen d'un neutron d'énergie donnée avant son émission par la cible ou le modérateur.

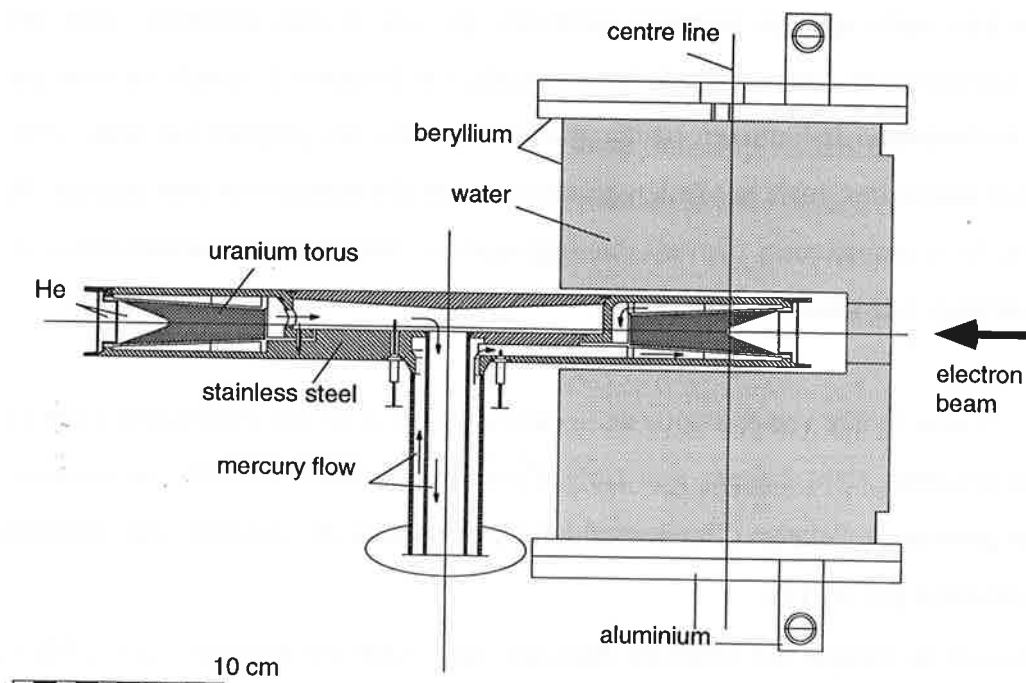


Figure 3.3: Vue de la cible et du modérateur.

La figure 3.4 montre une vue générale de la salle des cibles. On peut y voir le tube de glissement du faisceau d'électrons et les quadripôles magnétiques assurant son guidage et sa focalisation jusqu'à l'aimant de compression. Le faisceau vient ensuite frapper la cible d'uranium, productrice de neutrons.

Les neutrons pénètrent ensuite dans des pistes de vol faites de tubes d'aluminium, sous vide, contenant des collimateurs en plomb (pour absorber le rayonnement gamma) et en cuivre (pour diffuser les neutrons), ou en paraffine borée (pour absorber les neutrons thermiques). Selon le domaine d'énergie étudié, on peut placer des écrans de plomb et de cuivre entre la cible, ou le modérateur, et l'entrée des pistes de vol. Celles ci sont disposées radialement autour de la source de neutrons (figures 3.4 et 3.5). La plupart de ces pistes de vol sont orientées à environ 90° par rapport au faisceau incident d'électrons, afin de minimiser l'épaisseur apparente du modérateur, et réduire ainsi l'incertitude sur la longueur de vol.

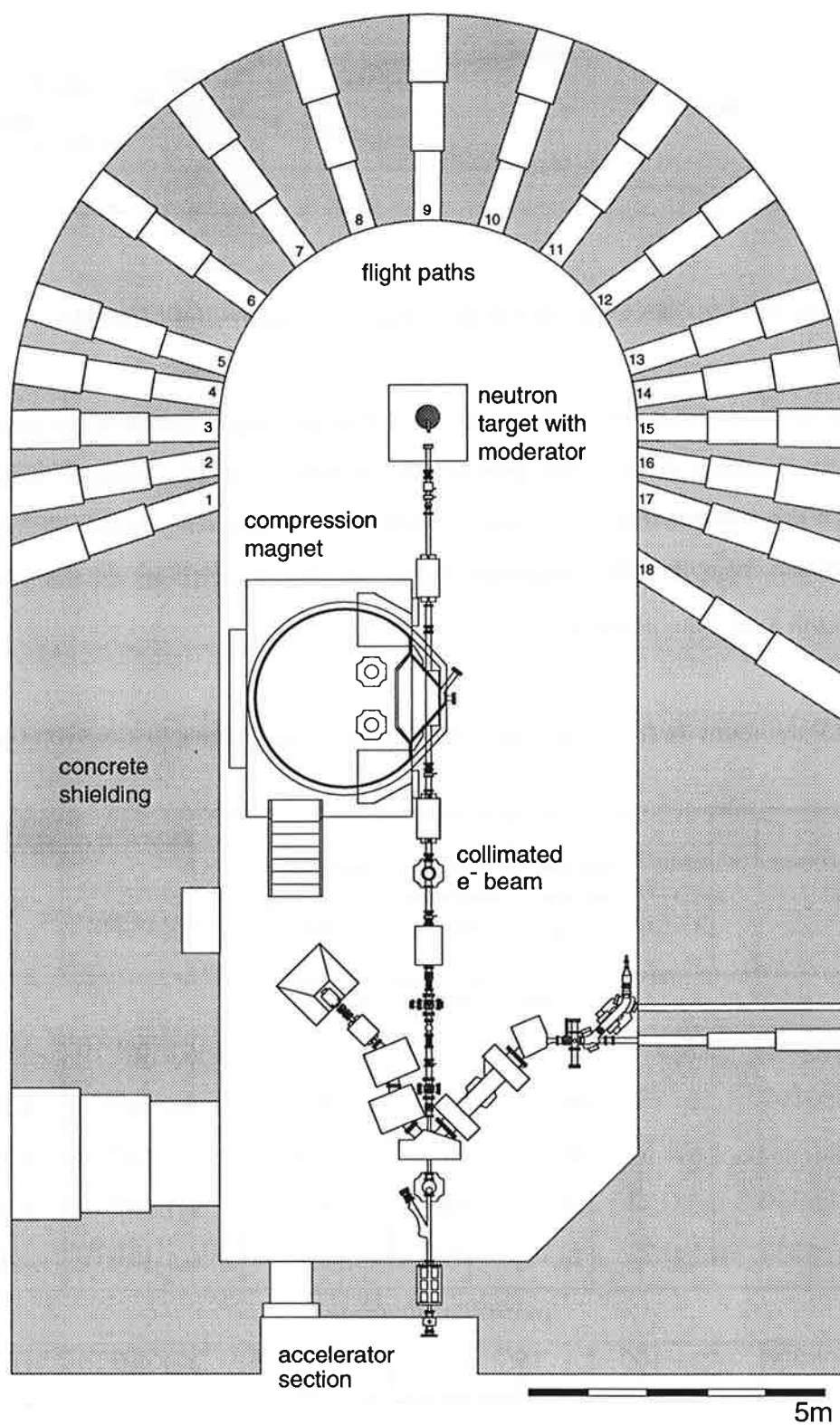


Figure 3.4: La salle des cibles de GELINA.

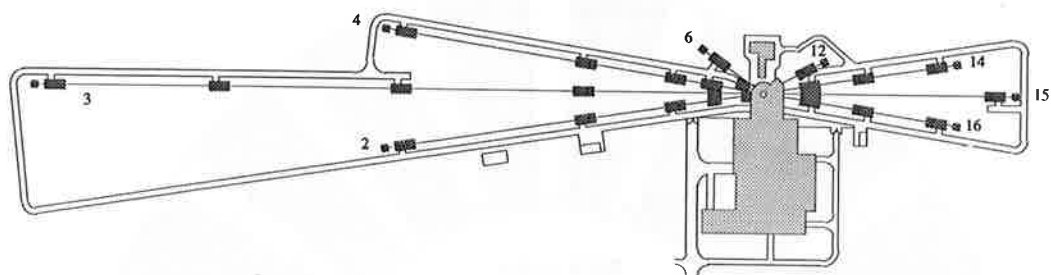


Figure 3.5: Vue des bases de vol de la source de neutrons de l'IRMM.

A l'extérieur de la salle des cibles, les pistes de vol se prolongent jusqu'à des salles de mesure où des appareils de détection peuvent être installés. Les plus longues pistes de vol (jusqu'à 400 m) permettent les mesures possédant la meilleure résolution en énergie. Malheureusement, pour de telles longueurs de vol, le flux de neutrons est assez faible puisqu'il décroît avec l'angle solide ($\propto 1/L^2$).

Tableau 3.1: Paramètres de fonctionnement de l'accélérateur linéaire de Geel (GELINA).

durée (ns)	fréquence (Hz)	courant crête (A)	courant moyen (μA)	energie moyenne (MeV)	puissance moyenne (kW)	taux d'émission (n/s)	
						dans l'impulsion	moyen
sans compression							
5	800	12	48	110	5.3	$6.4 \cdot 10^{18}$	$2.5 \cdot 10^{13}$
10	800	12	96	100	9.6	$5.6 \cdot 10^{18}$	$4.4 \cdot 10^{13}$
100	800	1.50	120	87	10.4	$0.6 \cdot 10^{18}$	$4.8 \cdot 10^{13}$
1000	380	0.22	83	100	8.3	$0.1 \cdot 10^{18}$	$3.8 \cdot 10^{13}$
2000	250	0.22	110	100	11	$0.1 \cdot 10^{18}$	$5.0 \cdot 10^{13}$
avec compression							
< 1	800	~ 100	75	100	7.5	$4.6 \cdot 10^{19}$	$3.4 \cdot 10^{13}$

L'accélérateur linéaire peut être utilisé avec divers paramètres, selon la demande des utilisateurs. Les configurations les plus fréquentes, pour la production de neutrons, sont résumées dans le tableau 3.1 [49].

L'aimant de compression, de par ses dimensions, impose à l'accélérateur de lui fournir des électrons dans une certaine gamme d'énergie. En effet, pour les mêmes paramètres (10 ns, 800 Hz), le courant moyen du faisceau peut atteindre 96 μA sans l'aimant, alors qu'il ne peut pas dépasser 75 μA lorsqu'on utilise le dispositif de compression. On constate alors une diminution du flux d'environ un quart (on passe de 4.4×10^{13} à 3.4×10^{13} neutrons par seconde). C'est pourtant ce mode de fonctionnement qui est le plus souvent employé, en raison de la très faible largeur de l'impulsion produite.

En résumé, la source de neutrons GELINA est une des meilleures au monde pour les mesures neutroniques grâce à une combinaison de longues pistes de vol, de bouffées de neutrons intenses et très courtes, et d'une grande souplesse d'utilisation de l'accélérateur linéaire.

3.2.2 Mesure par la méthode du temps de vol

Pour effectuer des mesures impliquant des neutrons dans une large gamme d'énergie, la méthode du temps de vol est très souvent utilisée. Le principe est simple: on mesure le temps de vol des neutrons (souvent noté TOF, pour "Time Of Flight") sur une distance connue (la piste de vol) pour déduire leur vitesse et ainsi déterminer leur énergie cinétique. Nous ne présenterons ici que le principe de la méthode. Tous les détails, spécifiques à la mesure effectuée (transmission ou diffusion inélastique, par exemple), sont approfondis dans l'annexe E, où le lecteur trouvera aussi une technique permettant de réduire l'incertitude sur la longueur de vol.

Pour des neutrons non relativistes, la relation entre l'énergie E_n , le temps de vol t et la longueur de vol L est la formule classique:

$$E_n = \frac{1}{2} m_n \left(\frac{L}{t} \right)^2, \text{ où } m_n \text{ est la masse du neutron.} \quad (3.1)$$

En utilisant les valeurs standards [50] pour la vitesse de la lumière ($c = 299.792458 \text{ m}/\mu\text{s}$) et la masse du neutron ($m_n c^2 = 939.56563 \text{ MeV}$), la constante de conversion ($m_n/2$) entre la vitesse (exprimée en $\text{m}/\mu\text{s}$) et l'énergie (en électron-volts), devient:

$$E_n [\text{eV}] = 5227.039 \left(\frac{L [\text{m}]}{t [\mu\text{s}]} \right)^2 = \left(72.29826 \frac{L [\text{m}]}{t [\mu\text{s}]} \right)^2. \quad (3.2)$$

La résolution en énergie d'une mesure effectuée par la méthode du temps de vol est affectée par les incertitudes expérimentales suivantes:

- 1 - la durée de la bouffée de neutrons,
- 2 - la constante de temps associée à la réponse du détecteur,
- 3 - la largeur d'un canal du codeur en TOF,
- 4 - l'épaisseur du détecteur et/ou de l'échantillon,
- 5 - les dimensions de la source de neutrons (ou du modérateur).

Toutes ces incertitudes peuvent être classées en deux groupes: celles perturbant la mesure du temps de vol (1 à 3) et les autres (4, 5) qui affectent la longueur réelle de la piste de vol. On peut noter que l'erreur effectuée en mesurant la longueur apparente (distance de la source à l'échantillon ou au détecteur) de la piste de vol ne dégrade pas la résolution mais conduit à une erreur systématique lors de la détermination de l'énergie du neutron incident.

L'incertitude relative totale est la somme quadratique des composantes dépendantes du temps (Δt) et de la distance (ΔL),

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2} \quad (3.3)$$

Lorsqu'on exprime la distance en mètres, le temps en microsecondes et l'énergie en électron-volts, on peut réécrire l'équation (3.3) sous une forme plus pratique:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2}{L[\text{m}]} \sqrt{\frac{E[\text{eV}]}{5227.039} \Delta t[\mu\text{s}]^2 + \Delta L[\text{m}]^2} \quad (3.4)$$

Sous cette forme, le rôle joué par la longueur de la piste de vol est évident, surtout à basse énergie: la résolution s'améliore quand L augmente, puisque ΔL varie peu. Pour des énergies supérieures à quelques centaines de keV, la durée de l'impulsion devient aussi significative.

Il faut toutefois garder à l'esprit que l'intensité du flux décroît en $1/L^2$, un compromis doit donc être adopté afin de conserver un taux de réaction largement supérieur au bruit de fond ambiant.

On peut quantifier grossièrement la résolution d'un spectromètre par sa résolution nominale, exprimée en unité de temps par unité de longueur. Il s'agit du rapport de la durée de la bouffée de neutrons sur la longueur de la piste de vol. Le dispositif GELINA possède une résolution nominale de 2.5 ps/m, ce qui en fait une des sources de neutrons les plus performantes au monde.

La précision sur la position des résonances est primordiale pour pouvoir effectuer des comparaisons entre les sections efficaces. La référence [51] recommande l'emploi de corrections relativistes dès que l'énergie des neutrons dépasse quelques keV. A posteriori, pour des neutrons de plusieurs MeV, on utilisera la formule:

$$E = m_n c^2 (\gamma - 1), \quad (3.5)$$

$$\text{avec } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \text{ et } \beta = \frac{v}{c} = \frac{L}{c t},$$

où: L : distance parcourue par le neutron,

t : temps de vol du neutron,

$$c = 299\,792\,458 \text{ m/s}, \quad m_n c^2 = 939.56563 \pm 0.00028(1\sigma) \text{ MeV}.$$

Les valeurs, pour la vitesse de la lumière dans le vide et la masse du neutron, sont issues du dernier ajustement effectué sur les constantes physiques fondamentales [50].

La figure 3.6 montre l'écart relatif entre les énergies classique et relativiste pour des neutrons de quelques MeV. Pour une mesure à haute résolution, cette correction ne peut pas être négligée.

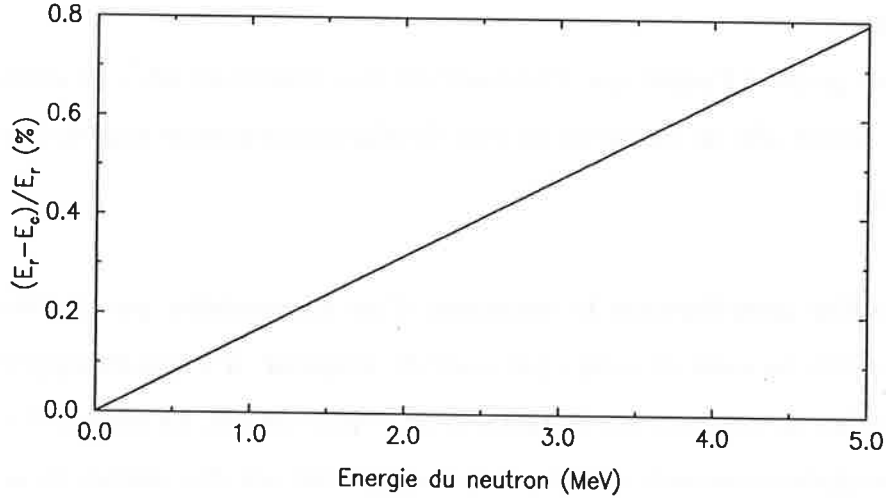


Figure 3.6: Energies classique (E_c) et relativiste (E_r).

3.2.3 Détection des rayons gamma

Il existe différentes façons de mesurer une section efficace de diffusion inélastique ($n, n'\gamma$). La méthode directe consiste à détecter les neutrons diffusés, tandis que dans la méthode indirecte, on enregistre les rayons gamma émis au cours de la réaction. On peut trouver une revue des deux méthodes dans la référence [52].

La méthode indirecte permet une bonne séparation des rayons gamma mais nécessite la connaissance des schémas de décroissance et des rapports de branchement entre les niveaux, afin de convertir la section efficace de production de rayons gamma en section efficace de diffusion inélastique. L'inconvénient majeur de la méthode indirecte est le manque de sections efficaces de référence pour la normalisation. Dans le domaine d'énergie qui nous intéresse (de l'ordre du MeV) seule la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)^7\text{Li}$ est suffisamment bien connue.

La méthode directe est séduisante, car on peut la normaliser sur des sections efficaces neutroniques connues précisément. Malheureusement, la résolution des détecteurs de neutrons est faible et ne permet en général que la séparation de quelques niveaux excités, sauf pour des noyaux particuliers (magiques ou légers), pour lesquels l'espacement entre les niveaux est important.

Dans le cas de l'utilisation d'une source de neutrons monoénergétiques, le choix de l'une ou l'autre méthode dépend du noyau étudié. Par contre, si on utilise une source blanche (ou polyénergétique), la méthode directe ne permettant pas une séparation aisée des neutrons diffusés élastiquement de ceux ayant subi une diffusion inélastique, c'est toujours la méthode indirecte qui est employée.

Pour la production de neutrons, on peut utiliser un accélérateur de type Van de Graaff ou bien un accélérateur linéaire. L'IRMM à Geel possède ces deux machines, le choix s'est porté sur l'accélérateur linéaire GELINA, car il permet de mesurer avec une très grande résolution la section efficace sur une large gamme d'énergie. Par suite, la méthode indirecte a été choisie pour mesurer la section efficace de diffusion inélastique.

Les rayons gamma émis par les deux réactions suivantes représentent la majeure partie des événements observés. Les autres rayonnements peuvent être considérés comme du bruit de fond.



La réaction ${}^{10}\text{B}(\text{n},\alpha){}^7\text{Li}$ est très souvent utilisée pour la détection des neutrons lents, mais peut aussi être employée pour les neutrons rapides. L'élément ${}^7\text{Li}$ est produit soit dans son état fondamental soit dans un état excité. Dans ce cas, le noyau de Lithium excité retourne rapidement (demi-vie d'environ 10^{-13}s) dans son état fondamental en émettant un photon gamma de 478 keV qui peut facilement être détecté.

L'intérêt de cette réaction, pour des énergies voisines du MeV, réside dans la forme, sans structure fine, de sa section efficace. Cela fait d'elle une candidate idéale pour la normalisation de mesures relatives. De plus, des échantillons riches en ${}^{10}\text{B}$ sont facilement disponibles puisque la teneur isotopique dans le bore naturel est déjà d'environ 20 %.

La seconde réaction qui nous intéresse est bien sur la diffusion inélastique sur le fer:



On détermine sa section efficace en mesurant la production de rayons gamma. Cette méthode est justifiée par la très faible probabilité de capture neutronique par rapport à la diffusion inélastique, plus grande d'environ quatre ordres de grandeur pour des neutrons de 1 MeV.

L'acquisition des données est réalisée avec les deux échantillons (bore et fer) simultanément dans le faisceau, à la même position. Ceci permet de mesurer de façon fiable, en même temps que la diffusion inélastique, le flux de neutrons grâce à la réaction ${}^{10}\text{B}(\text{n},\alpha){}^7\text{Li}$. Malgré des corrections plus nombreuses, pour prendre en compte la perturbation causée par le disque de bore, cette méthode permet un gain de temps appréciable et garantit une normalisation correcte, puisque les variations de spectre et d'intensité du flux de neutrons sont alors identiques pour les deux échantillons.

3.2.4 Difficultés de principe de la mesure

a) Flash gamma

Nous avons vu que les neutrons sont produits par réactions photoneutroniques (γ, n) et (γ, f) dans une cible d'uranium. C'est le faisceau d'électrons, lors de son ralentissement à l'intérieur de la cible, qui produit les photons gamma par rayonnement de freinage ("bremsstrahlung"). Ce flash gamma, voyageant à la vitesse de la lumière, précède les neutrons sur les pistes de vol et est diffusé par l'échantillon qui se trouve forcément dans le faisceau. Il est suffisamment intense pour aveugler les détecteurs (en particulier les photomultiplicateurs) qui sont alors insensibles aux neutrons qui suivent.

Une solution est d'atténuer son intensité en plaçant sur son parcours (loin des détecteurs) des écrans constitués d'un matériau de numéro atomique élevé (^{92}U , ^{82}Pb sont souvent utilisés) dont la section efficace d'absorption des rayons gamma est importante. L'inconvénient majeur de cette méthode est que le flux de neutrons est lui aussi plus ou moins réduit selon la gamme d'énergie et la section efficace totale de l'élément utilisé. Il faut alors trouver un compromis entre l'atténuation des rayons gamma et la transmission des neutrons.

b) Instabilité de la mesure du temps de vol

Une mesure à haute énergie revient à mesurer des temps de vol relativement courts, de l'ordre de quelques μs pour une distance de 200 m. La durée de l'impulsion fournie par l'accélérateur doit alors être la plus faible possible (entre 1.5 et 1.8 ns au cours de la mesure, cf figure 3.7(a)) afin de minimiser l'erreur relative sur le temps. La différence entre le temps d'arrivée (t_n) et de départ (t_0) des neutrons permet de déterminer leur temps de vol. De légères variations des valeurs de t_n ou de t_0 peuvent dégrader sensiblement la résolution. Les courbes des figures 3.7(b,c,d) représentent des cas extrêmes illustrant les différentes sources de dégradation de la résolution.

Dans la figure 3.7(b), c'est une dérive du Discriminateur à Fraction Constante produisant le signal t_n pour l'un des détecteurs qui engendre un décalage du temps de vol mesuré.

La figure 3.7(c) illustre l'effet d'une instabilité lors de la mesure du temps t_0 . Le décalage observé est constant et identique pour tous les détecteurs

L'élargissement du flash gamma observé dans la figure 3.7(d) est dû à un mauvais réglage de l'accélérateur, en particulier du système de compression du paquet d'électrons.

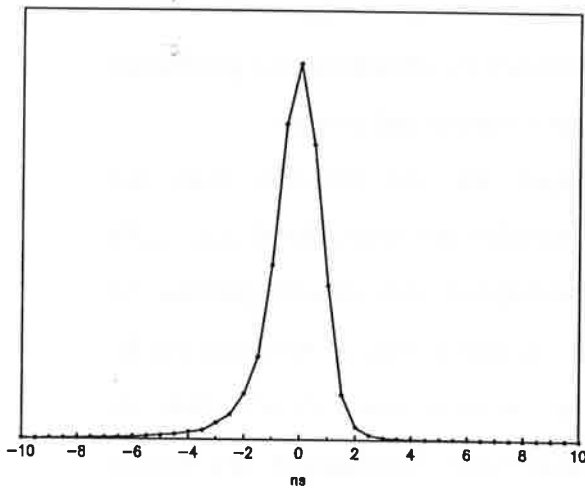


Fig.3.7(a): conditions normales de fonctionnement.

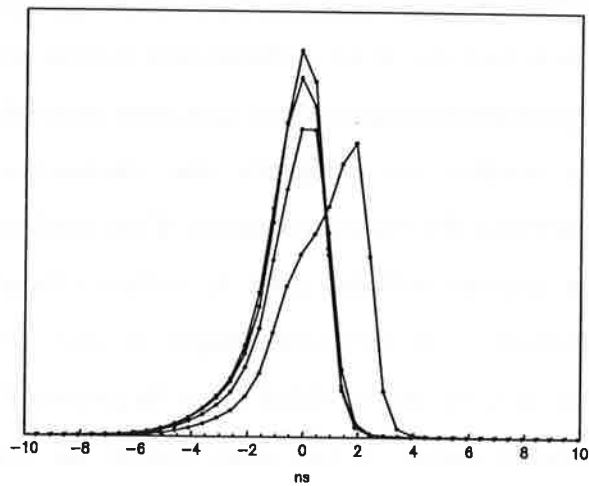


Fig.3.7(b): exemple de dérive d'un des détecteurs.

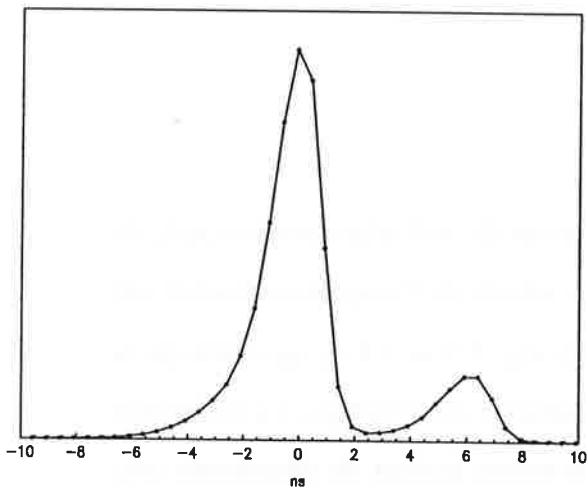


Fig.3.7(c): instabilité lors de la mesure de t_0 .

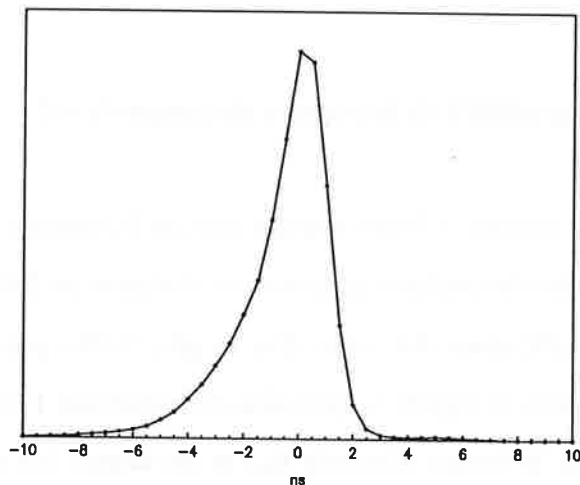


Fig.3.7(d): mauvaise compression de l'impulsion.

c) Résolution en temps de vol (neutrons) et en énergie (rayons gamma)

L'objectif principal de cette mesure est d'obtenir une excellente résolution en temps de vol. C'est pour cette raison que des scintillateurs BaF_2 très rapides ($\tau \sim 0.6 \text{ ns}$) ont été choisis, au détriment de la résolution en amplitude ($R \sim 10 \%$ à 1 MeV). Cette dernière aurait pourtant pu être améliorée d'un facteur 100 en utilisant des détecteurs au germanium comme dans la référence [53]. Malheureusement, ces appareils ont un temps de réponse trop élevé ($\tau \sim 50$ à 100 ns) pour une mesure à haute résolution. Une tentative visant à optimiser, via l'électronique, le temps de réponse des Ge(Li) a cependant été effectuée [54], cette amélioration se faisant, bien sur, au détriment de la résolution. Mais le temps de réponse intrinsèque, du aux propriétés physiques du détecteur, ne peut être réduit et on est encore loin des performances atteintes par les BaF_2 .

Une difficulté supplémentaire est apparue lors de la mise au point de l'électronique. La figure 3.8 montre un schéma, simplifié (voir annexe C pour plus de détails), des signaux pour les voies "temps de vol" et "amplitude". On se rend compte que la largeur du signal en amplitude ne peut pas dépasser 1 à $2 \mu\text{s}$, si on veut éviter le recouvrement des impulsions dès que le taux de comptage augmente.

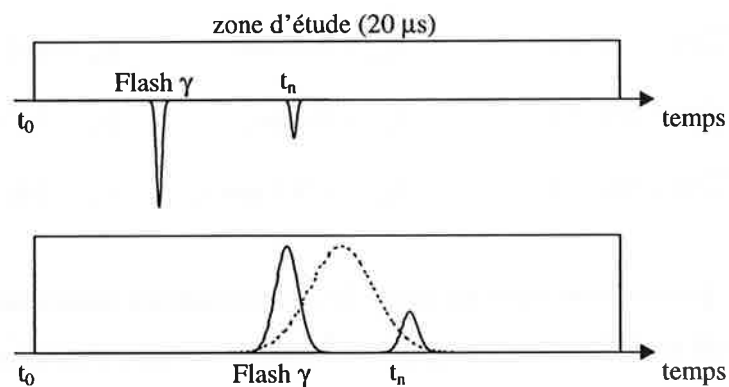


Figure 3.8: Signaux "temps de vol" (haut) et "amplitude" (bas) en fonction du temps.

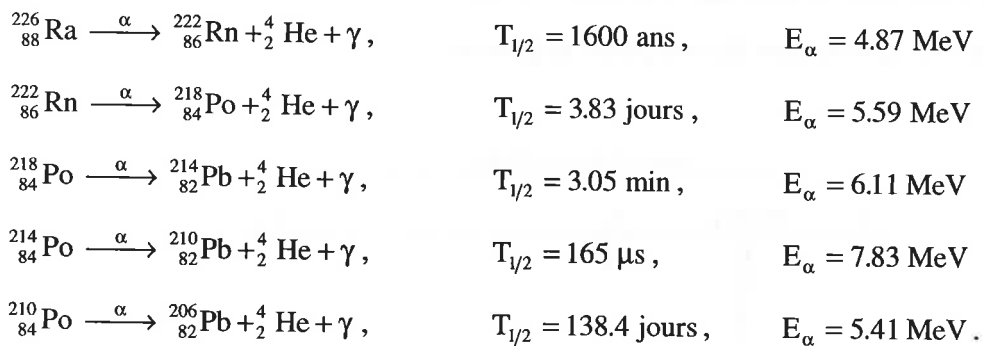
La réduction de la largeur du signal de la voie amplitude détériore la résolution en énergie. On passe ainsi de $\sim 10 \%$ à $\sim 13 \%$ pour des rayons gamma d'énergies voisines de 1 MeV (source de ^{60}Co : 1173 et 1333 keV). Cette résolution, bien que médiocre, est

suffisante pour nettement séparer les pics photoélectriques des principales réactions, $^{56}\text{Fe}(n,n'\gamma)$ et $^{10}\text{B}(n,\alpha_1\gamma)$, mais elle ne permet pas de bien discerner les pics photoélectriques des réactions secondaires (mais pas négligeables!) qui doivent alors être considérés comme du bruit de fond.

d) Bruit de fond des BaF_2 et diffusion sur le baryum

La référence [55] reprend de façon détaillée les principales caractéristiques de ces cristaux (voir aussi annexe I). Le radium et le baryum font tous les deux parties du groupe des métaux alcalino-terreux (avec deux électrons de valence), ce qui signifie que leurs propriétés chimiques sont similaires. Il n'est donc pas surprenant de trouver des traces de radium dans les BaF_2 . Cet élément décroît selon une chaîne radioactive alpha et bêta détaillée sur la figure 3.9.

On observe, sur le spectre de la figure 3.10, les pics correspondants aux alphas émis par le radium et ses descendants, le radon et le polonium, au cours des réactions:



De nombreux rayons gamma sont émis au cours des décroissances radioactives alpha et bêta. La plupart de ces émissions sont négligeables, mais certains pics sont nettement visibles. C'est le cas des lignes gamma à 1460.8 keV et 2614.53 keV qui sont émises au cours des transitions β suivantes [55]:



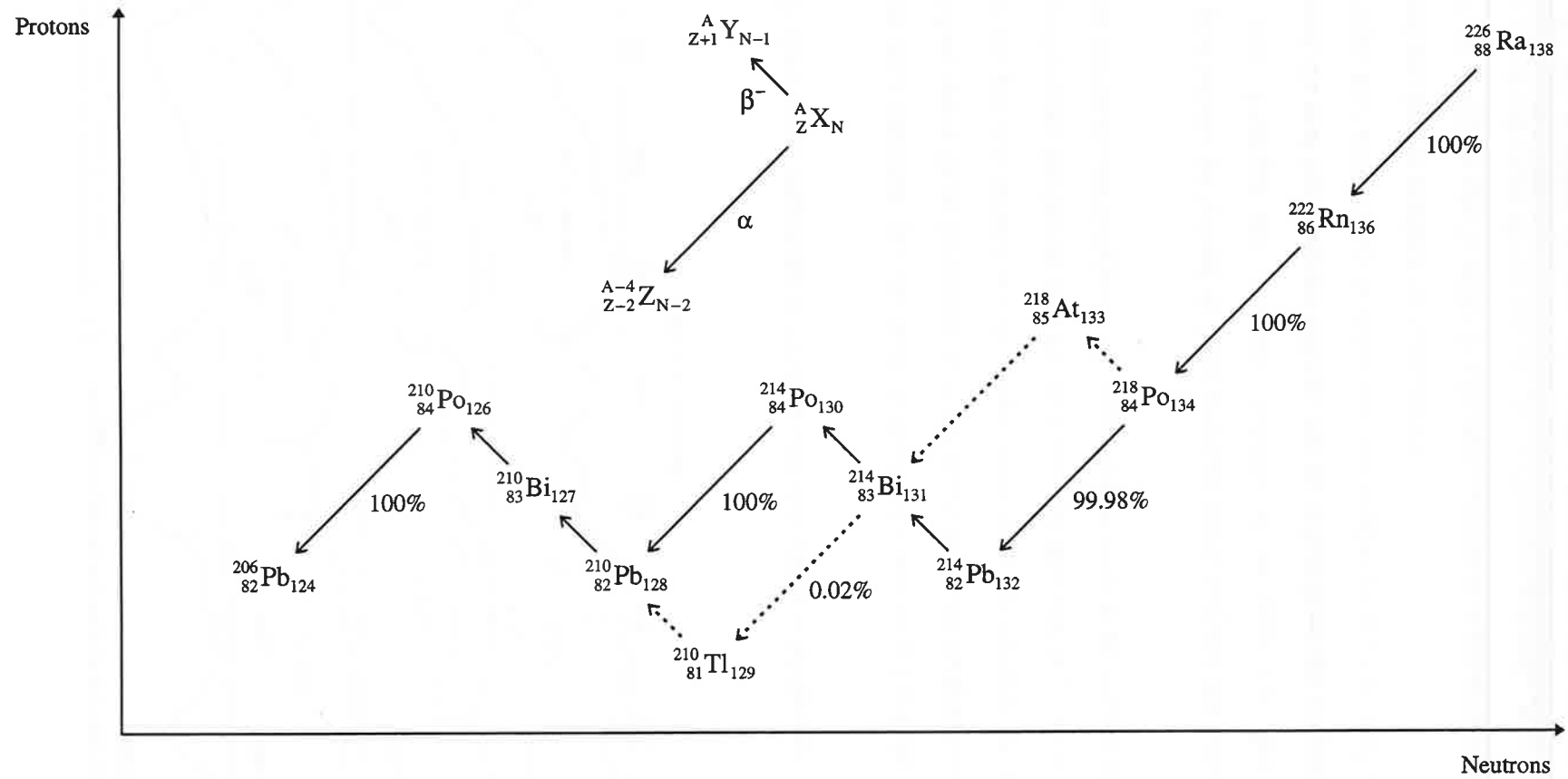


Figure 3.9: Schéma de décroissance radioactive du ^{226}Ra .

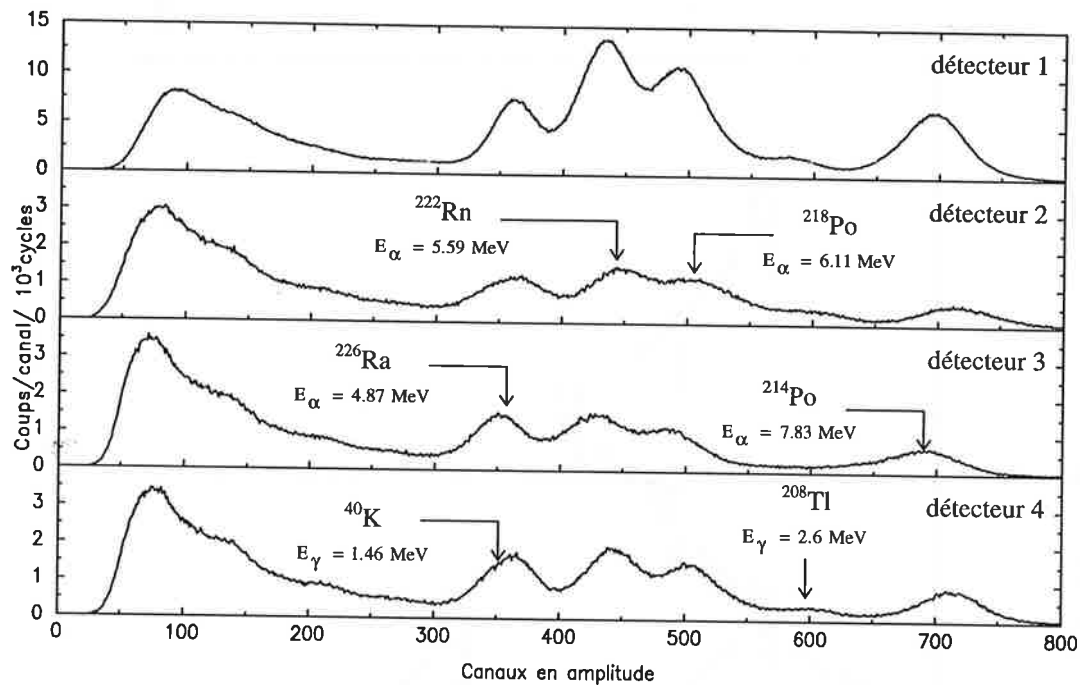


Figure 3.10: Spectres en amplitude du bruit de fond des quatre scintillateurs (BaF_2).

Néanmoins, on peut admettre que ce bruit de fond est constant à l'échelle de notre mesure. Il est donc assez facile à corriger en le mesurant de façon indépendante. Il faut toutefois tenir compte des différences de temps mort entre les mesures et, bien sur, corriger les spectres pour les dérives de l'électronique, qui affectent la position des pics. Une telle dérive est visible sur la figure 3.10, en particulier pour le pic à haute énergie.

Un problème plus sérieux est le bruit de fond provoqué par le baryum des scintillateurs, car il varie avec l'énergie des neutrons incident et ne peut pas être mesuré indépendamment. Ce sont les neutrons diffusés par les échantillons qui réagissent avec le baryum lorsque leur énergie, après diffusion, est supérieure à 1446 keV (seuil de diffusion inélastique dans le système du laboratoire).

Il est important de souligner que la méthode classique, consistant à placer un échantillon de carbone ou de plomb (purs diffuseurs, i.e. pas d'émission gamma), pour évaluer le bruit de fond du aux neutrons diffusés, n'est pas correcte pour une mesure à haute

résolution. En effet les pics du bruit de fond correspondent aux pics de la section efficace de diffusion élastique des échantillons, qui diffère d'un élément à un autre.

On propose une méthode différente dans le chapitre 5, consacré au dépouillement des données.

e) Distribution angulaire des rayons gamma

Lorsque la section efficace mesurée est isotrope, on obtient simplement sa valeur dans tout l'espace (4π sr) grâce à la formule:

$$\sigma = \frac{4\pi}{\Omega} \sigma_{\text{exp}}, \quad (3.8)$$

où $\sigma_{\text{exp}} = \Omega \frac{d\sigma}{d\omega}$ est la section efficace mesurée dans l'angle solide Ω .

La théorie des réactions nucléaires permet de connaître les distributions angulaires des particules émises au cours d'une réaction. Ces distributions ne sont isotropes que dans un nombre limité de cas. C'est le cas pour la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha \gamma_1)^7\text{Li}$ par exemple. En revanche, la théorie prévoit une anisotropie dans l'émission des rayons gamma pour la réaction $^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma_1)$.

Cet effet a déjà été observé expérimentalement de nombreuses fois [56] [57] [58]. De plus, une mesure réalisée à l'IRMM, avec un système de huit détecteurs, indique une anisotropie, pour les quelques résonances étudiées, dans le cas de la diffusion sur le fer, et confirme l'isotropie de la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha \gamma_1)^7\text{Li}$ [59]. Les huit détecteurs sont positionnés, dans un plan horizontal, aux angles de diffusion $\theta = -150^\circ, -120^\circ, -78^\circ, -40^\circ, 24^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 136.5^\circ$ par rapport au faisceau incident. La symétrie cylindrique du dispositif de mesure (faisceau et échantillon) permet de déduire les valeurs pour les angles opposés. La figure 3.12 montre les résultats obtenus pour les trois résonances indiquées par des flèches sur le spectre de la figure 3.11. Les comptages sont normalisés sur la valeur mesurée à 90° . Il faut souligner que les courbes de la figure 3.12 doivent être interprétées comme de simples guides pour les yeux.

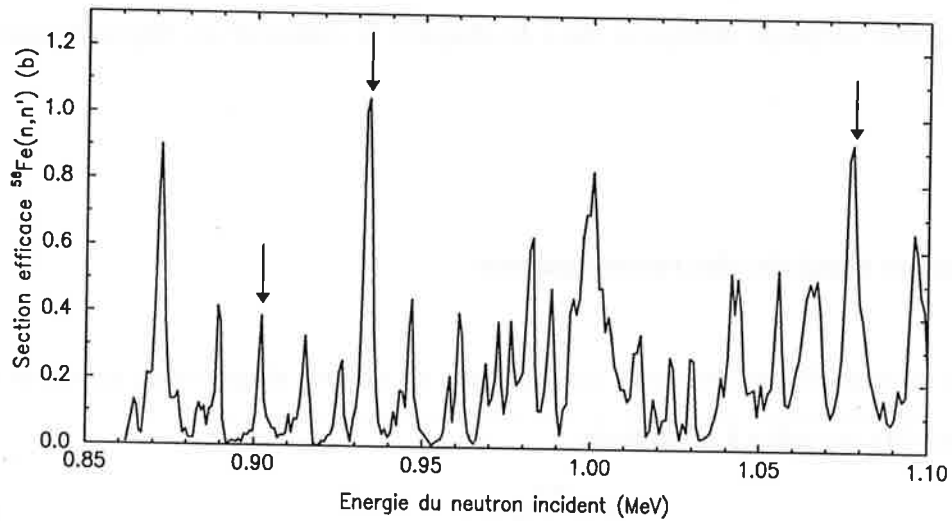


Figure 3.11: Section efficace de diffusion inélastique de ^{56}Fe .

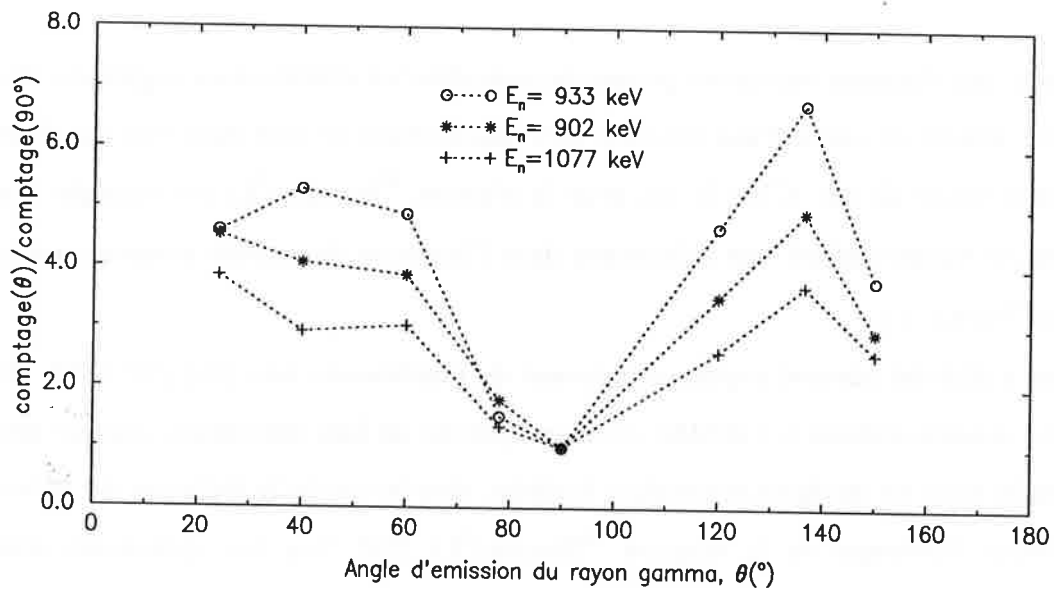


Figure 3.12: Distributions angulaires normalisées sur la valeur à 90° .

Ces résultats donnent une indication qualitative de l'anisotropie de l'émission gamma au cours de la réaction de diffusion inélastique. Le comportement des distributions angulaires montrées sur la figure 3.12 est celui prévu par la théorie du noyau composé

[56], c'est à dire une symétrie par rapport à 90° et un minimum pour ce même angle de diffusion.

Pour traiter le cas anisotrope, il est nécessaire de connaître la section efficace différentielle puis de l'intégrer sur tout l'espace:

$$\sigma = \int_{4\pi} d\omega \frac{d\sigma(\theta)}{d\omega}. \quad (3.9)$$

Le problème est alors de calculer $\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega}$ à partir de $\sigma_{\text{exp}} = \int_{\Omega} d\omega \frac{d\sigma(\theta)}{d\omega}$.

On sait que toute distribution angulaire de rayons gamma peut être représentée par une somme de polynômes de Legendre d'ordre pair:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\omega} = a_0 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta) + \dots \quad (3.10)$$

où le nombre de termes est déterminé par le spin J de l'état excité qui décroît par émission de rayons gamma.

Le raisonnement suivant a souvent été utilisé pour simplifier le problème:

- (i) Pour les états de spin $J = 0$ ou $1/2$, seul a_0 est différent de zéro, l'émission des rayons gamma est donc isotrope.
- (ii) Si $J = 1$ ou $3/2$, a_0 et a_2 ne sont pas nuls. Dans le cas d'une mesure réalisée à $\theta_\gamma = 125^\circ$, $P_2(\cos\theta_\gamma) = 0$, on peut alors se ramener au cas isotrope (équation (3.8)) si l'angle solide Ω , vu par les détecteurs, est assez petit pour vérifier:

$$\sigma_{\text{exp}} = \int_{\Omega} d\omega \frac{d\sigma(\theta)}{d\omega} \approx \Omega \frac{d\sigma(\theta_\gamma)}{d\omega}. \quad (3.11)$$

- (iii) Pour $J = 2$ ou $5/2$, a_4 est aussi différent de zéro et n'est pas toujours négligeable.

Cependant, dans la gamme d'énergie étudiée, de 860 keV à 2 MeV, on trouve toutes sortes de résonances ($J = 1/2, 3/2, \dots, 9/2$), excitées par des neutrons de moment angulaire $l = 0$ à 4. Dans ce cas, il n'est pas acceptable de négliger le coefficient a_4 , de

plus l'angle solide Ω est trop important pour se ramener au cas isotrope comme dans l'exemple (ii) ci-dessus. La référence [57] souligne l'importance de la prise en compte de l'anisotropie de la distribution angulaire. En effet, les mesures montrent que le rapport des sections efficaces différentielles à 90° et 125° vaut, en moyenne, 0.5 pour des neutrons d'énergies inférieures à 1 MeV, et 0.7 au-delà.

En conclusion, il faudra tenir compte de l'anisotropie de manière aussi exacte que possible. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 5.6 du chapitre 5.

3.3 Réalisation de l'expérience

3.3.1 La base de vol

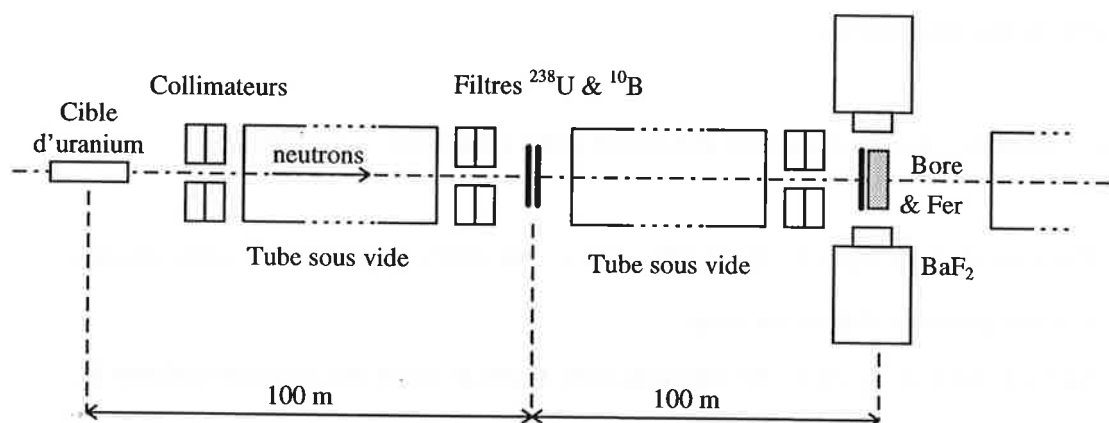


Figure 3.13: Schéma (simplifié) de la piste de vol.

La mesure de la section efficace de diffusion inélastique du ^{56}Fe a été réalisée à 197.528 mètres sur la piste de vol n° 3 (cf. figures 3.4 et 3.5), qui est représentée schématiquement sur la figure 3.13. L'accélérateur GELINA fonctionnait en mode "compression" pour produire, 800 fois par seconde, une impulsion de largeur moyenne 1.5 ns. Dans de telles conditions, la résolution en énergie (équation 3.4) est excellente: 28 pcm (pour cent mille) à 1 MeV et 35 pcm à 2 MeV, par exemple. Un écran

d'uranium d'environ 2 cm d'épaisseur (0.096 at/b), appauvri en ^{235}U , a permis de diminuer significativement l'intensité du flash gamma émis lors de l'impact des électrons sur la cible d'uranium. La transmission à travers un tel écran n'est que de quelques pour-cent pour les rayons gamma d'énergies inférieures à 1 MeV, qui constituent en grande partie cet éclair. Toutefois, cet écran atténue aussi le flux de neutrons d'environ 50 %. Des collimateurs en plomb (pour les rayons gamma) et en cuivre (pour diffuser les neutrons) sont placés dans le faisceau à 100 et 200 m, pour conserver sa géométrie cylindrique. Les neutrons, après avoir traversé les échantillons, continuent leur course dans un tube sous vide, afin de réduire le bruit de fond dans la salle de mesure.

En raison de la gamme d'énergie relativement élevée étudiée ($E_n > 860 \text{ keV}$), le faisceau de neutrons n'était pas modéré mais filtré par un écran anti-recouvrement de $^{10}\text{B}_4\text{C}$ (0.7 g/cm^2) afin d'atténuer les neutrons de basses énergies. La figure 3.14 permet de comprendre le rôle d'un tel écran. On se rend compte que les neutrons d'énergie inférieure à E_c pourraient être enregistrés comme des neutrons rapides (de plusieurs MeV) s'ils n'étaient pas filtrés.

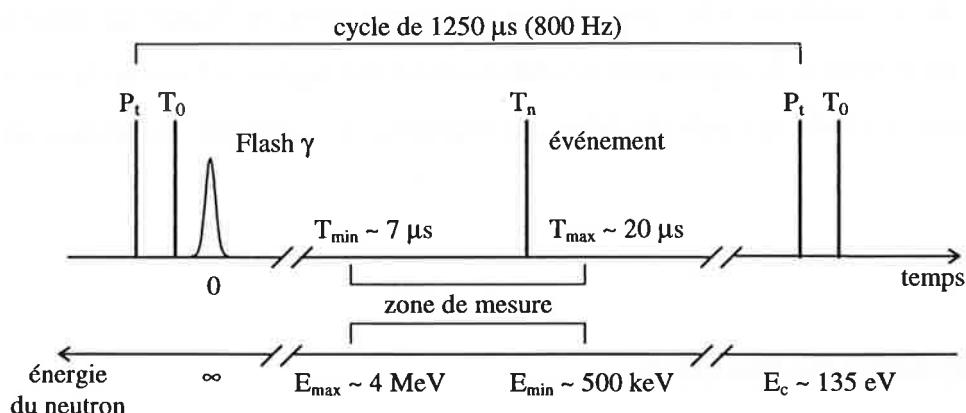


Figure 3.14: Notion de recouvrement ($L = 200 \text{ m}$).

3.3.2 Les échantillons

Tableau 3.2: Principales caractéristiques des échantillons utilisés.

<i>échantillons</i>	\varnothing (mm)	<i>épaisseur</i> (mm)	<i>poids</i> (g)	<i>densité</i> (g/cm ³)	<i>isotope</i>	<i>abondance</i> (% atomes)	<i>teneur</i> (at/b)
B ₄ C	70	4.853	44.365	2.37	¹⁰ B	74.4	0.04985
					¹¹ B	5.6	0.00375
					C	20.0	0.01340
graphite	78.8	1.6	14.9	1.91	¹² C	98.89	0.01516
B ₄ C	80	0.65	7.43	2.32	¹⁰ B	74.4	0.00634
					¹¹ B	5.6	0.00044
					C	20.0	0.00159
Fe	80	1.00	40.075	7.973	⁵⁶ Fe	99.93	0.00857
Fe	80	0.50	19.4735	7.748	⁵⁶ Fe	99.93	0.00416

La position des échantillons a été précisément mesurée à partir de bornes de référence établies par un géomètre. L'alignement des échantillons par rapport à l'axe du faisceau a été régulièrement vérifié à l'aide de films photographiques sensibles au rayonnement gamma.

3.3.3 Le système de détection

a) Les détecteurs

Le dispositif de la figure 3.15 est placé à 200 m de la source de neutrons. L'ensemble se compose de quatre scintillateurs BaF₂ d'un diamètre de 10 cm et de 7.5 cm d'épaisseur. Les cristaux sont couplés optiquement à des photomultiplicateurs (EMI 9823 QKB) dont la fenêtre en quartz permet de détecter la composante rapide (0.6 ns) du

phénomène de scintillation. Le temps de réponse extrêmement rapide des fluorures de baryum permet de mesurer avec une grande précision le temps de vol des neutrons.

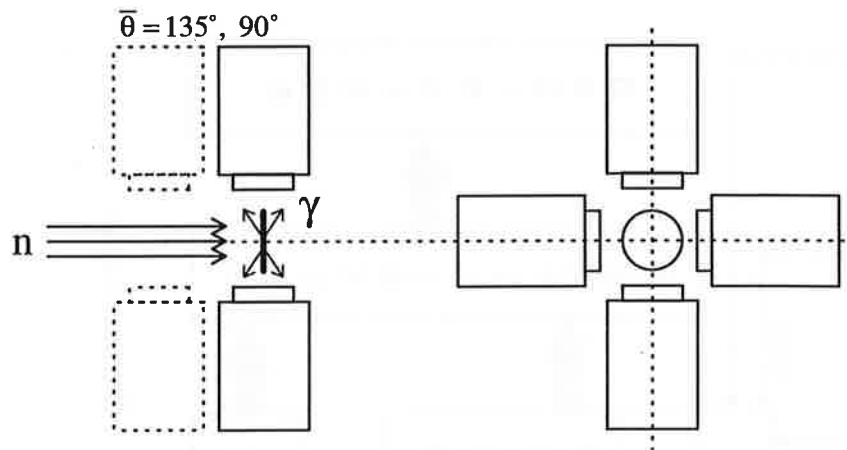


Figure 3.15: Vues de profil et de face des détecteurs.

Par contre, leur résolution en énergie est moyenne (11 % dans le meilleur des cas), ce qui ne permet pas de distinguer toutes les lignes gamma émises par les échantillons ou leur environnement (e.g. le support des détecteurs en aluminium ou le barium des scintillateurs eux-mêmes).

b) L'électronique

Le dispositif électronique utilisé pour les mesures est schématisé sur la figure 3.16 (un schéma plus détaillé est fourni en annexe A). Il se compose de deux parties. Les détecteurs et l'électronique associée se situent dans la salle de mesure à 200 m tandis que la partie destinée au codage des informations se trouve dans la salle d'acquisition, avec les ordinateurs.

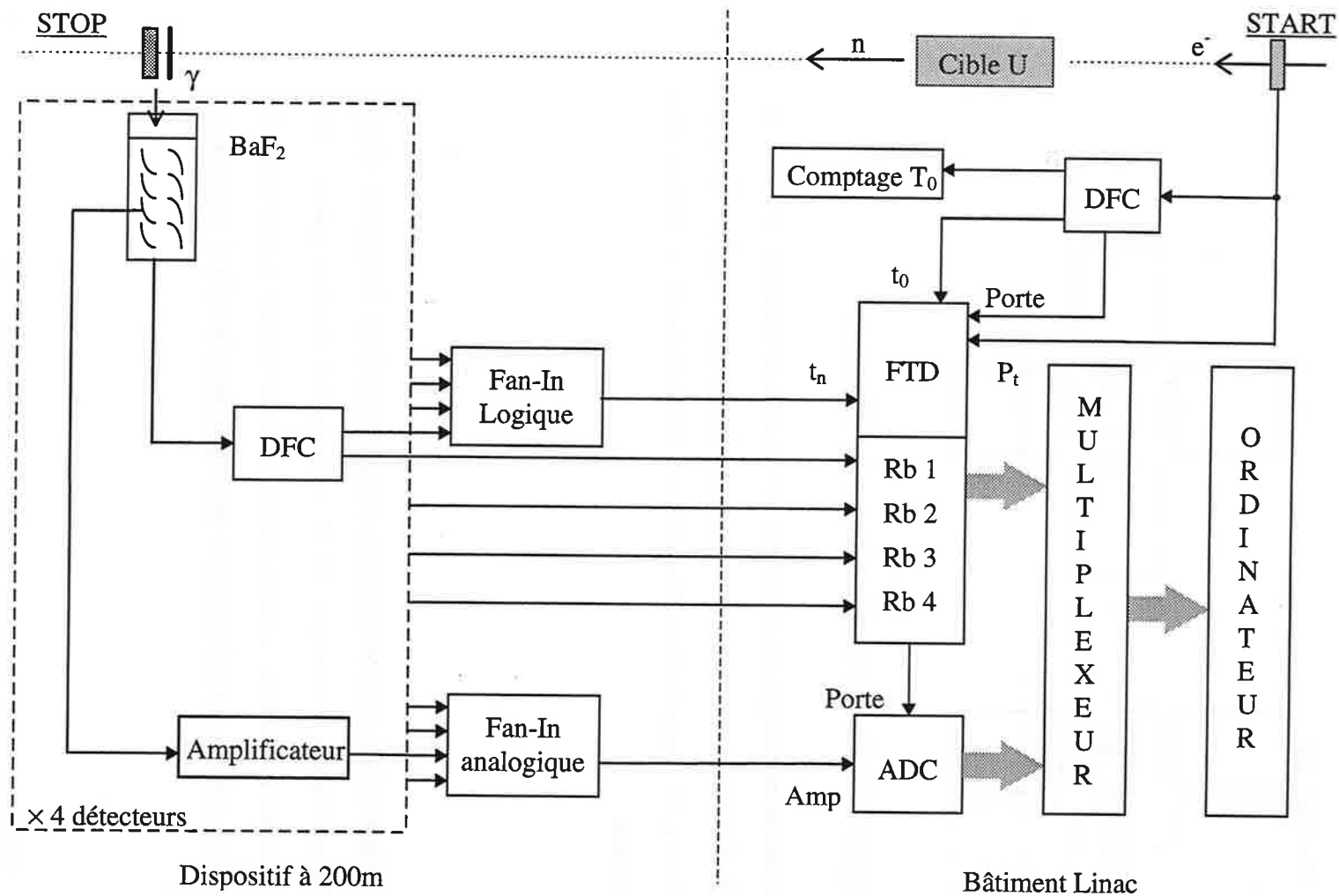


Figure 3.16: Schéma (simplifié) du dispositif électronique.

Les signaux rapides en provenance des anodes des photomultiplicateurs sont envoyés dans des discriminateurs à fraction constante (DFC) pour créer des signaux logiques stables. Ces signaux sont additionnés dans un “Fan-In” et leur somme est envoyée vers un codeur en temps (ou Fast Time Digitizer, FTD), développé à l’IRMM [60], qui détermine le temps de vol des neutrons par différence entre les temps d’arrivée (t_n) et de départ (t_0). Ce dernier est fourni par un tore en ferrite (faisant aussi office de moniteur de courant) traversé par le faisceau d’électrons. Une autre sortie du DFC est utilisée pour produire des signaux permettant l’identification du scintillateur qui a détecté la particule. Cette information est elle aussi digitalisée par le codeur en temps sous la forme d’un “routing-bit” (Rb).

Le signal lent, provenant d’une des dynodes, est amplifié en minimisant la largeur de l’impulsion de sortie afin d’éviter les recouvrements. Après amplification, le signal est envoyé dans un Fan-In analogique où il est ajouté aux signaux provenant des dynodes des autres détecteurs. La somme des signaux est alors dirigé vers un convertisseur analogique-digital (ou Analog to Digital Converter, ADC) qui transforme la hauteur de l’impulsion en un numéro de canal. Dans la zone de fonctionnement linéaire du codeur, on peut déduire l’énergie de la particule par une simple loi linéaire.

On trouvera dans l’annexe C des schémas illustrant la synchronisation des différents signaux.

Les valeurs digitales du FTD et de l’ADC sont alors groupées dans un multiplexeur qui envoie l’information à l’ordinateur sous la forme d’un événement contenant:

- l’identité du détecteur,
- le temps de vol du neutron incident,
- l’énergie de la radiation gamma émise.

3.3.4 Le logiciel d'acquisition

Le programme d'acquisition est une version du logiciel MPACQ [61], développé à l'IRMM. De légères modifications ont été apportées afin de répondre aux exigences particulières d'une mesure à haute résolution. Ce programme permet de produire en ligne des histogrammes en temps de vol et/ou amplitude. Le fichier final produit contient la liste des événements, les histogrammes créés ainsi que divers paramètres tels que les valeurs des échelles de comptage et le nombre d'événements enregistrés. Un ordinateur entièrement dédié à l'acquisition (ND 9900) a été utilisé lors de la mesure. Les fichiers de données, écrits sur le disque local, étaient chaque semaine transférés via le réseau vers une station de travail IBM-RS/6000, où leur cohérence était vérifiée, puis sauves sur bande magnétique. Le volume total des données est d'environ 6 Go, des copies sur des disques amovibles de 1 Go ont été effectuées afin de ne pas surcharger les dispositifs de stockage. Ces disques permettent d'accéder rapidement aux données brutes, ce qui n'est pas le cas des bandes magnétiques.

Afin d'assurer le contrôle de l'acquisition des données, le logiciel construit en temps réel les histogrammes suivant:

- SIG:

Il s'agit d'un histogramme un peu particulier, car il ne comporte que 32 canaux. Son rôle est de compter le nombre d'événements enregistrés pour chaque combinaison possible entre les détecteurs. Il permet de contrôler le nombre de coïncidences entre les détecteurs. Cette valeur doit être relativement faible, pas plus de quelques pour-cent, puisque seuls les événements détectés par un seul scintillateur sont pris en compte lors de l'analyse.

- TOF1, TOF2, TOF3 et TOF4:

Histogrammes en temps de vol pour chaque détecteur.

Ils comportent 32768 canaux de 0.5 ns chacun permettant d'enregistrer tous les neutrons incidents d'énergies supérieures à ~ 500 keV.

- TOF:

C'est la somme des événements de TOF1, TOF2, TOF3, TOF4 et de ceux issus de coïncidences entre les détecteurs.

- AMP1, AMP2, AMP3, AMP4:

Histogrammes en amplitude pour chaque détecteurs.

Les 8172 canaux permettent d'enregistrer les radiations gamma de 300 keV à 3 MeV.

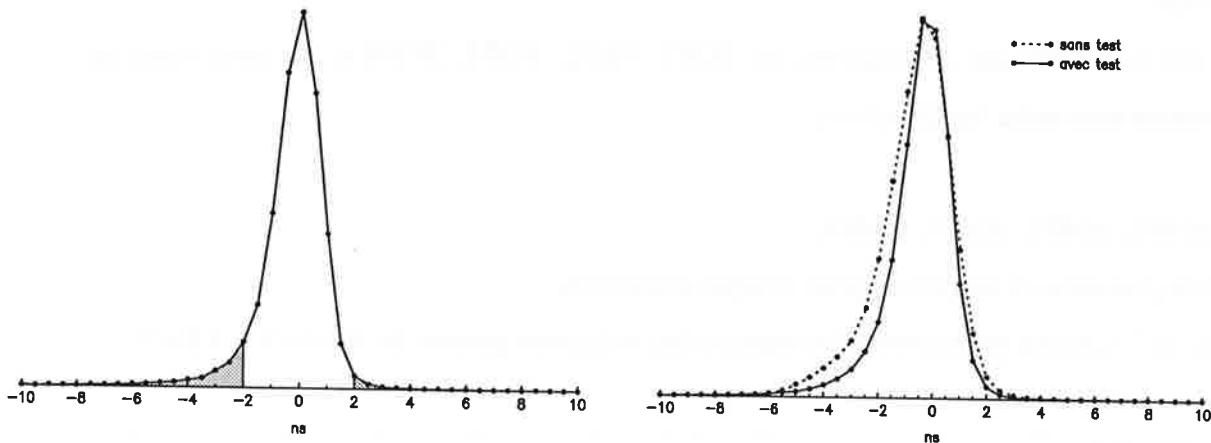
- GFLASH:

C'est un histogramme en temps de vol de quelques centaines de canaux (0.5 ns) seulement. Il permet de contrôler en ligne la largeur de l'impulsion fournie par l'accélérateur linéaire.

L'observation en temps réel de la forme et de la position du flash gamma en fonction du temps de vol permet de quantifier la résolution. L'asymétrie du pic est réelle bien qu'amplifiée par un effet de temps mort qui n'autorise que la détection des premiers rayons gamma parvenant aux scintillateurs. Toutefois, un système de mesure indépendant, conçu pour n'enregistrer qu'un seul rayon gamma par impulsion de la machine confirme une légère asymétrie du flash gamma.

Après avoir accumulé environ un millier d'événements (un "buffer" contient 1024 événements), les comptages dans le pic et les ailes du flash gamma (figure 3.17(a)) permettent de calculer un rapport R définissant un critère de qualité pour la résolution:

$$R = \frac{N_{\text{pic}}}{N_{\text{pic}} + N_{\text{ailes}}} > R_{\text{min}} \quad (3.12)$$



Figures 3.17(a,b): Comptage dans les ailes du pic et illustration de l'efficacité du test.

La contrainte $R > R_{\min}$ permet de rejeter des événements qui, s'ils étaient enregistrés, dégraderaient la résolution en temps de vol. La valeur de R_{\min} ($\sim 85\%$) résulte d'un compromis entre le taux de rejet, qui doit rester raisonnable, et la sévérité du critère qui doit être assez efficace pour exclure les plus mauvais événements. La figure 3.17(b) permet de se rendre compte de l'intérêt de la méthode.

3.3.5 Le temps mort

Le temps mort d'un appareil de mesure, qu'il s'agisse d'un scintillateur ou d'une unité électronique, est défini comme le temps requis pour traiter un signal. On fait la distinction entre un "vrai" temps mort, au cours duquel l'appareil est insensible, et un "faux" temps mort pendant lequel il conserve sa sensibilité, ce qui peut conduire à la paralysie du système. On parle aussi de temps mort non paralysant et paralysant [33]. Les unités électroniques font, en général, partie de la première famille tandis que la plupart des détecteurs appartiennent à la seconde. Dans le premier cas, tous les événements arrivant au cours du temps mort sont perdus. Dans le second cas, les signaux qui arrivent s'ajoutent au premier (on parle de "pile-up"). Le signal final est déformé et peut parfois être inutilisable.

Pour éviter des effets trop importants, la fréquence de l'événement à mesurer doit être suffisamment basse pour que la probabilité qu'un second événement arrive pendant le temps mort soit faible.

Le temps mort total de notre système d'acquisition a été mesuré à l'aide de deux signaux artificiels simulant les signaux des détecteurs. On peut faire varier le temps séparant ces deux signaux de telle sorte que le second disparaisse lorsqu'il se trouve à l'intérieur de la zone de temps mort créée par le premier. La valeur limite pour laquelle ce phénomène est observé est $\tau \approx 6.6 \mu\text{s}$.

En outre, le flash γ est détecté environ sept fois sur dix, selon l'échantillon dans le faisceau et l'intensité du flash. Ceci a pour effet de créer une zone de temps mort nettement visible sur un spectre en temps de vol (figure 3.18). La durée de cette zone correspond au temps mort total du système d'acquisition, soit $\tau = 6.57 \mu\text{s}$.

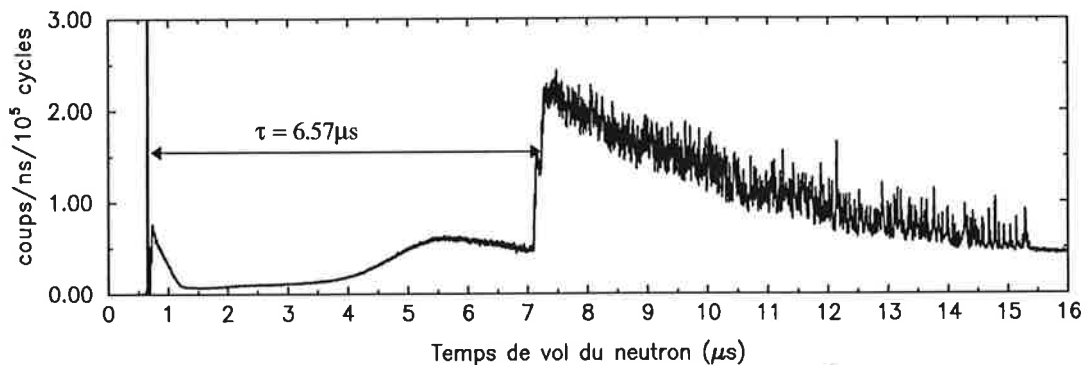


Figure 3.18: Visualisation du temps mort sur le spectre du fer.

Chapitre 4

Exécution de l'expérience

4.1 Calendrier des expériences

Des cycles d'environ 24 heures chacun ont été enregistrés pendant près de neuf mois, ce qui correspond à un total de près de 1500 heures d'acquisition réelle (tableau 4.1). Au cours de cette période, diverses mesures de tests et de calibrations ont été effectuées ainsi que des mesures du bruit de fond. Les deux expériences principales, avec les échantillons de fer et de bore dans le faisceau, ont été réalisées à deux angles de diffusion différents (90 et 135 degrés) pour évaluer l'effet de l'anisotropie de la section efficace de production des rayons gamma au cours de la réaction de diffusion $^{56}\text{Fe}(n,n'\gamma)$.

Tableau 4.1: Détail des principales mesures effectuées.

<i>échantillons</i>	<i>temps de faisceau</i>	<i>durée totale (semaines)</i>	<i>nombre de coups</i>
graphite	~ 100 h	2	~ 88 10^6
B ₄ C	~ 200 h	3	~ 227 10^6
B ₄ C + ^{56}Fe ($\theta = 90^\circ$)	~ 500 h	11	~ 646 10^6
B ₄ C + ^{56}Fe ($\theta = 135^\circ$)	~ 600 h	9	~ 649 10^6

4.2 Mesure de la réponse des détecteurs

Les spectres en amplitude, corrigés du bruit de fond, pour des sources calibrées [62] de rayons gamma d'énergies allant de 320 keV à 1116 keV sont présentés figures 4.1(a-f). Les surfaces des pics photoélectriques sont normalisées. Les caractéristiques des sources employées sont regroupées dans le tableau 4.2.

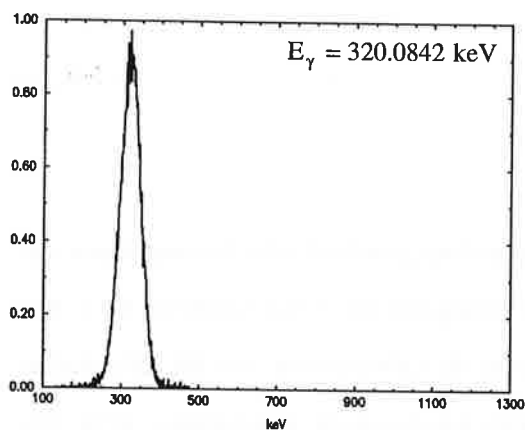


Figure 4.1(a): Spectre en amplitude pour ^{51}Cr .

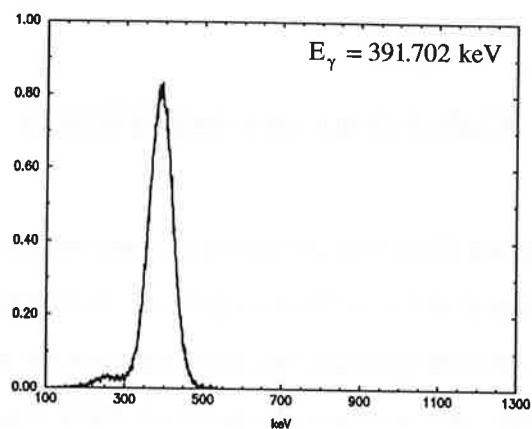


Figure 4.1(b): Spectre en amplitude pour ^{113}Sn .

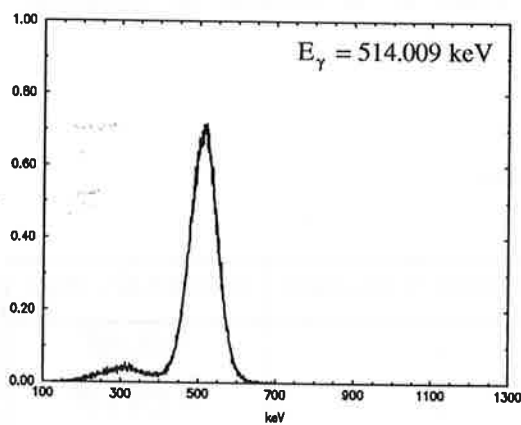


Figure 4.1(c): Spectre en amplitude pour ^{85}Sr .

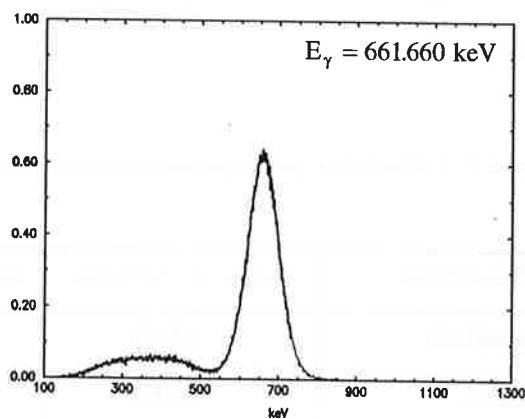


Figure 4.1(d): Spectre en amplitude pour ^{137}Cs .

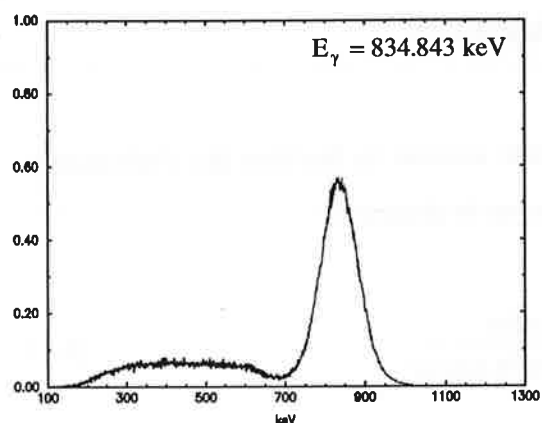


Figure 4.1(e): Spectre en amplitude pour ^{54}Mn .

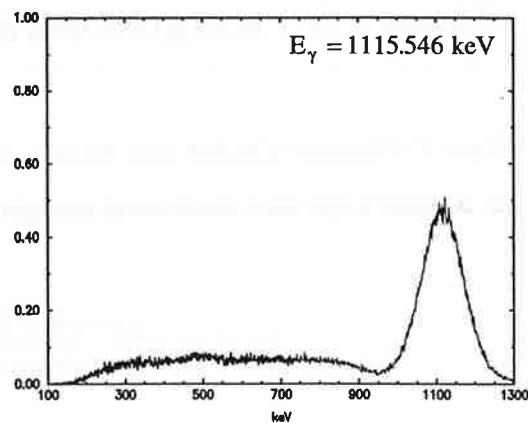


Figure 4.1(f): Spectre en amplitude pour ^{65}Zn .

Tableau 4.2: Caractéristiques des sources de rayons gamma utilisées.

radionucléide	énergie ^(a) (keV)	flux ^(b) (s ⁻¹)	incertitude (3σ) (%)	période ^(a) j(ours), a(ns)	impuretés (%)
^{51}Cr	320.0842(9)	7.5×10^4	1.5	27.703(4) j	$\gamma < 0.1$
^{113}Sn	391.702(4)	2.99×10^4	2.0	115.08(3) j	$^{114\text{m}}\text{In}$: 0.09 ^{125}Sb : 0.13
^{85}Sr	514.009(12)	5.79×10^4	1.5	64.85(2) j	^{22}Na : 0.015
^{137}Cs	661.660(3)	3.60×10^4	1.5	30.15(6) a	$\gamma < 0.1$
^{54}Mn	834.843(6)	4.40×10^4	2.0	312.2(1) j	$\gamma < 0.1$
^{65}Zn	1115.546(6)	4.72×10^4	1.5	243.9(2) j	$\gamma < 0.1$

(a) la valeur indiquée entre parenthèses est l'incertitude (1σ) sur la dernière décimale.

(b) flux d'émission γ dans 4π sr en s⁻¹ le 22.07.1996 à 12h00 TU (temps universel).

4.3 Mesure de l'efficacité des détecteurs

On mesure l'efficacité absolue (ou totale), définie comme la fraction des événements émis par la source qui sont réellement enregistrés par le détecteur:

$$\epsilon_{\text{abs}} = \frac{\text{particules détectées}}{\text{particules émises par la source}}. \quad (4.1)$$

Pour une source isotrope, elle est fonction de la géométrie (angle solide) et de l'efficacité intrinsèque qui dépend de la probabilité d'interaction dans le détecteur.

Du point de vue expérimental, il est préférable de ne comptabiliser que les événements déposant toute leur énergie dans le détecteur. En effet, cette valeur est indépendante du dispositif électronique, du seuil de détection en particulier. Nous allons donc être encore plus restrictif en ne considérant que les particules dont l'énergie est entièrement absorbée dans le scintillateur, soit:

$$\epsilon_{\text{abs}}^{\text{pic}} = \frac{\text{comptage dans le pic photoélectrique}}{\text{particules émises par la source}}. \quad (4.2)$$

Le nombre de particules émises par la source peut être calculé à partir d'une simple loi de décroissance radioactive. Si $N(t_0)$ est le flux à un instant donné (voir tableau 4.2), le flux $N(t)$ à l'instant t est donné par:

$$N(t) = N(t_0) e^{-\frac{t-t_0}{T_{1/2}} \ln 2}, \text{ où } T_{1/2} \text{ est la demi-vie de la source.} \quad (4.3)$$

Le tableau 4.3 regroupe les valeurs du flux (en s^{-1}), calculées à la date de la mesure ($\Delta t = t - t_0 \approx 99$ jours, 6 heures), et les taux de comptages observés (corrigés du temps mort) dans le pic photoélectrique de la somme des quatre détecteurs. La mesure a été réalisée avec la source placée au centre des scintillateurs, à l'emplacement habituel de l'échantillon.

Tableau 4.3: Résultats des mesures de l'efficacité absolue des détecteurs.

Radionucléides	^{51}Cr	^{113}Sn	^{85}Sr	^{137}Cs	^{54}Mn	^{65}Zn
Energie (keV)	320.0842	391.702	514.009	661.660	834.843	1115.546
$N_{\text{pic}} (\text{s}^{-1})$	1807	4718	4878	7799	6499	5582
$N(t) (\text{s}^{-1})$	6260	16448	20050	35776	35299	35603
$\varepsilon_{\text{abs}}^{\text{pic}} (\%)$	28.9	28.7	24.3	21.8	18.4	15.7

La figure 4.2 reprend les valeurs du tableau 4.3.

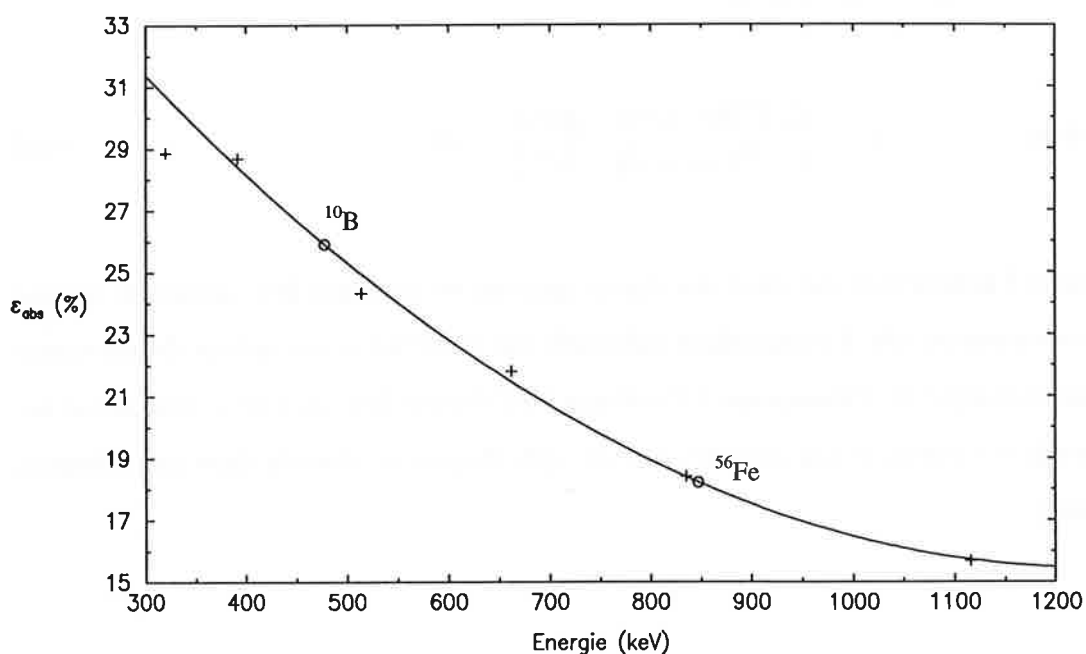


Figure 4.2: Efficacité absolue d'absorption totale en fonction de l'énergie des radiations.

La déviation observée pour le point correspondant à la source de ^{51}Cr (320 keV) pourrait correspondre à l'absorption des rayons gamma dans l'air et l'aluminium entourant le scintillateur. Les mesures n'étant pas assez nombreuses pour correctement prendre en compte ce phénomène physique, ce point a été volontairement écarté de l'ajustement.

La courbe ajustée sur les autres valeurs mesurées est un polynôme de degré 2:

$$\epsilon_{\text{abs}}^{\text{pic}} = a_0 + a_1 E(\text{keV}) + a_2 [E(\text{keV})]^2 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} a_0 = 4.32 \times 10^{-1} \\ a_1 = 4.48 \times 10^{-4} \text{ keV}^{-1} \\ a_2 = 1.81 \times 10^{-7} \text{ keV}^{-2} \end{cases} \quad (4.4)$$

Dans notre cas, il est nécessaire de connaître l'efficacité relative de détection des rayons gamma de la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha \gamma)$ par rapport à ceux de la réaction de diffusion inélastique $^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma)$, soit:

$$\epsilon_r = \frac{a_0 + a_1 E_B + a_2 (E_B)^2}{a_0 + a_1 E_{\text{Fe}} + a_2 (E_{\text{Fe}})^2}, \quad \text{avec } E_B = 477.61 \text{ keV} \text{ et } E_{\text{Fe}} = 846.8 \text{ keV}. \quad (4.5)$$

On a donc:
$$\epsilon_r = \frac{\epsilon_\gamma [^{10}\text{B}(n, \alpha \gamma)]}{\epsilon_\gamma [^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma)]} = \frac{0.259}{0.182} = 1.42. \quad (4.6)$$

En réalité l'échantillon qui émet les rayons gamma ne peut pas être considéré comme une source ponctuelle. La procédure habituelle est d'appliquer un facteur de correction pour tenir compte de l'absorption à l'intérieur de l'échantillon lui-même. Une revue des efficacités des scintillateurs pour des sources cylindriques est donnée dans les références [63] [64].

4.4 Mesures annexes

Diverses mesures ont été réalisées afin de tester le dispositif d'acquisition et valider la procédure de dépouillement.

Deux courtes expériences, avec les échantillons de carbure de bore ($^{10}\text{B}_4\text{C}$) et de fer (^{56}Fe) placés séparément dans le faisceau, ont été effectuées pour s'assurer que le principe de la normalisation simultanée décrit au paragraphe 3.2.3 n'introduit pas de biais expérimental.

Une mesure de la transmission d'un échantillon de graphite, positionné à 100 mètres, a permis de vérifier l'échelle en énergie en mesurant la position de la résonance à 2.0786(5) MeV (figure 4.3), considérée comme un standard [51]. Les nombreuses fluctuations observées ne sont pas d'origine statistique. Elles correspondent aux résonances de la réaction $^{56}\text{Fe}(n,n'\gamma)$, l'échantillon de fer étant toujours dans le faisceau pour permettre la détection des rayons gamma.

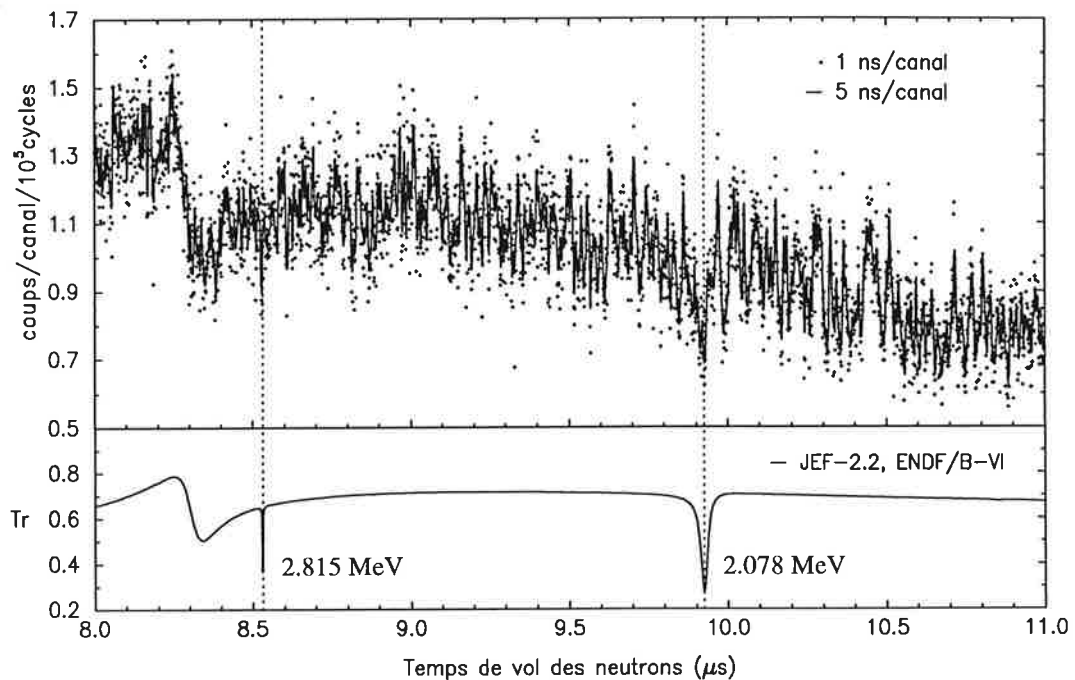


Figure 4.3: Spectre en temps de vol mesuré et transmission du graphite.

Le même échantillon, placé entre les détecteurs à 200 mètres, a permis d'estimer le bruit de fond moyen produit par la diffusion des neutrons sur les échantillons. En effet, le seuil de diffusion inélastique pour l'isotope ^{12}C se situe à 4438 keV, au delà de notre zone d'étude.

A l'issue de la campagne de mesure, 6 Go d'informations sous forme de listes d'événements 3D (détecteur, temps de vol, amplitude) ont été enregistrés.

Chapitre 5

Dépouillement des données

Le fichier produit par MPACQ peut être traité à l'aide de divers programmes MP (Multi-Parameters) comme MPSORT [61], qui permet de relire les événements pour construire des histogrammes en temps de vol pour certaines zones en amplitude ou bien des histogrammes en amplitude pour des temps de vol particuliers.

5.1 Recalage des données brutes

Les listes de données sont d'abord relues et corrigées pour les variations en temps de vol et en amplitude observées d'un cycle à l'autre, ceci pour chaque détecteur.

5.1.1 Temps de vol

La modification de certains paramètres de fonctionnement de l'accélérateur linéaire, comme le courant moyen d'électrons ou la température des sections accélératrices, n'entraîne un décalage de la position du flash gamma que de quelques dixièmes de nanoseconde. Au cours des expériences, un déplacement des pics de plusieurs nanosecondes a pourtant été mesuré à plusieurs reprises. La plupart de ces dérives sont imputables à l'électronique du système d'acquisition (voir paragraphe 3.2.4-b). Des déplacements plus importants (plusieurs dizaines de nanosecondes) ont aussi été observés après avoir modifié le câblage ou remplacé des unités électroniques

défectueuses. Le recalage par rapport à une mesure de référence, correspondant à une position moyenne des pics du flash gamma, a pu se faire à 0.25 nanoseconde près, ce qui correspond à un demi canal du codeur en temps.

5.1.2 Amplitude

Une dérive en amplitude apparaît aussi au cours du temps. Elle peut s'expliquer par une variation du gain des amplificateurs. Elle est moins facile à déceler en raison de la largeur importante des pics photoélectriques associée à une résolution beaucoup plus pauvre qu'en temps de vol. Elle doit néanmoins être contrôlée et, éventuellement, corrigée. Pour cela, les courbes en amplitude des différentes mesures ont été recalées les unes sur les autres en supposant une variation linéaire du gain et du taux de comptage. Les coefficients sont ajustés en minimisant l'écart, au sens des moindres carrés, entre les spectres expérimentaux. Cette méthode de minimisation du χ^2 ne peut être utilisée que si les fluctuations statistiques de la courbe de référence sont négligeables, dans le cas contraire la méthode peut converger vers un minimum secondaire non significatif.

Après correction et sommation des données des quatre détecteurs, les informations "temps de vol" et "amplitude" sont stockées dans une matrice qui peut être représentée sous la forme d'un histogramme à deux dimensions (cf. figure 5.1).

Cette représentation met en évidence les problèmes dus à la médiocre résolution en amplitude des scintillateurs au fluorure de baryum. Les pics photoélectriques ne sont pas bien séparés. De plus les rayons gamma émis par la réaction $^{56}\text{Fe}(n,n'\gamma)$ et ayant subis des diffusions Compton ou des rétrodiffusions perturbent le comptage du pic photoélectrique de la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha\gamma)$.

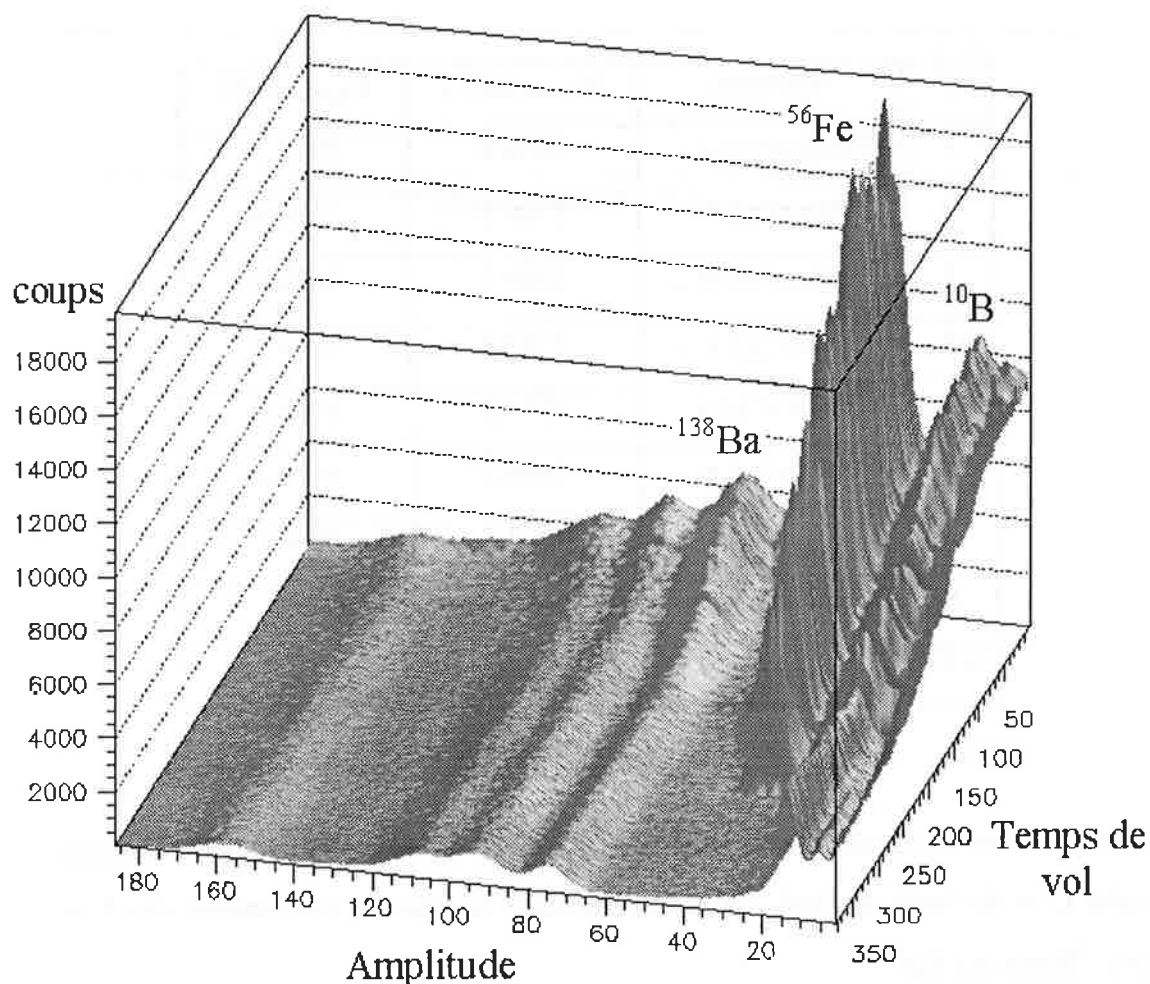


Figure 5.1: Histogramme 2D, Temps de vol \times Amplitude (en canaux).

Ces données brutes sont ensuite comprimées en temps de vol pour obtenir un nombre raisonnable (11) d'histogrammes en amplitude qui peuvent être étudiés en détail. Chacun de ces histogrammes correspond à une zone en temps de vol comprise entre des seuils de réactions de diffusions inélastiques remarquables. Le choix de ces réactions est en fait historique et le même découpage peut-être utilisé pour analyser des mesures différentes (bore, fer ou carbone).

Tableau 5.1: Spectres en amplitude pour différentes énergies des neutrons incidents.

n°	réactions	$E_{n,max}$ (keV)	$E_{n,min}$ (keV)
1	$^{56}\text{Fe}(n,n'\gamma_3) + \dots$	2994.2	2705.3
2	$^{10}\text{B}(n,n'\gamma_3) + \dots$	2705.0	2369.6
3	$^{56}\text{Fe}(n,n'\gamma_2) + \dots$	2369.4	2122.4
4	$^{10}\text{B}(n,n'\gamma_2) + \dots$	2122.2	1914.4
5	$^{138}\text{Ba}(n,n'\gamma_1) + \dots$	1914.2	1446.4
6	$^{27}\text{Al}(n,n'\gamma_2) + \dots$	1446.2	1014.2
7	$^{27}\text{Al}(n,n'\gamma_1) + \dots$	1014.2	843.8
8	$^{10}\text{B}(n,n'\gamma_1) + \dots$	843.8	790.1
9-11	$^{10}\text{B}(n,\alpha\gamma)^7\text{Li} + \dots$	790.1	534.3

Les zones 9, 10 et 11 contiennent uniquement des événements provenant de la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha\gamma)^7\text{Li}$ et du bruit de fond. La zone 8 contient en plus les événements dus à la réaction $^{10}\text{B}(n,n'\gamma_1)$. Etc...

De manière similaire, en regroupant les canaux en amplitudes, on obtient 11 histogrammes en temps de vol qui ont fait l'objet d'analyses approfondies. Certains correspondent aux pics photoélectriques des réactions les plus importantes (diffusions inélastiques sur le bore, le fer et le baryum), les autres ne représentent que du bruit de fond ou des réactions mineures (diffusions inélastiques sur l'aluminium et réactions de capture).

Tableau 5.2: Spectres en temps de vol pour différentes énergies des rayons gamma.

n°	réactions	$E_{\gamma, \min}$ (keV)	$E_{\gamma, \max}$ (keV)
1	bruit de fond	282.0	338.1
2	bruit de fond	338.3	425.8
3	$^{10}\text{B}(n, \alpha \gamma)$	425.9	530.0
4	bruit de fond	530.2	594.1
5	bruit de fond	594.2	657.8
6	$^{10}\text{B}(n, n' \gamma_1)$	657.9	778.4
7	$^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma_1)$	778.6	915.0
8	$^{10}\text{B}(n, n' \gamma_2)$	942.0	1102.0
9	$^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma_2)$	1155.1	1325.0
10	$^{138}\text{Ba}(n, n' \gamma_1)$	1346.0	1526.1
11	bruit de fond	1600.0	1700.0

5.2 Séparation des informations

Il est nécessaire de connaître la réponse des détecteurs aux rayonnements gamma. Pour cela, on regarde la différence entre le spectre en amplitude enregistré dans les pics des résonances de la réaction $^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma_1)$ et celui enregistré entre ces résonances. Idéalement, on devrait obtenir un pic photoélectrique correspondant à la désexcitation du ^{56}Fe et la distribution Compton associée. En réalité, selon l'énergie des neutrons incidents considérés, d'autres pics photoélectriques sont présents. Ils proviennent de la désexcitation de l'aluminium et du baryum. Leur présence s'explique par la diffusion élastique, dans l'échantillon de fer (ou de bore), de neutrons qui peuvent ensuite engendrer des réactions de diffusions inélastiques avec l'aluminium du support des détecteurs ou le baryum des scintillateurs. Ces diffusions élastiques sont bien sûr plus nombreuses dans les pics des résonances des sections efficaces de ^{56}Fe .

La réponse du scintillateur est alors déduite des courbes en amplitude par simple ajustement (méthode des moindres carrés) d'une fonction théorique sur les données expérimentales. La fonction théorique choisie est la somme d'une gaussienne pour le pic photoélectrique et d'une fonction échelon pour le front Compton. Une deuxième fonction échelon permet de simuler le seuil électronique du dispositif à environ 280 keV.

$$R(E) = C \times \frac{1}{1 + e^{-B_s(E-E_s)}} \times \left(\frac{A_c}{1 + e^{B_c(E-E_c)}} + \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_\gamma}{\sigma}\right)^2} \right), \quad (5.1)$$

(1) (2) (3) (4)

- (1) constante de normalisation,
- (2) fonction de coupure,
- (3) distribution Compton,
- (4) pic photoélectrique normalisé.

La signification physique des paramètres est la suivante:

- B_s pente de la fonction de coupure,
- E_s énergie seuil, énergie minimale que peut mesurer le dispositif,
- A_c amplitude de la distribution Compton,
- B_c pente du front Compton,
- E_c correspond environ à l'énergie du front Compton,
- E_γ énergie du pic photoélectrique,
- σ écart type du pic photoélectrique.

La variation avec l'énergie de la radiation gamma des paramètres de la réponse du détecteur est ensuite prise en compte par l'intermédiaire de mesures réalisées sur des sources étalons entre 320 et 1116 keV. Les caractéristiques des sources utilisées pour

L'étude de la réponse des scintillateurs sont reportées dans le tableau 4.2 et les spectres en amplitude correspondant, corrigés du bruit de fond des scintillateurs, sont présentés sur les figures 4.1(a-f).

Les lois systématiques suivantes sont déduites pour les paramètres de la réponse théorique:

$$B_s = 0.03208, \quad E_s = 231 \text{ canaux, soit environ } 280 \text{ keV}, \quad (5.2)$$

$$A_c = \frac{1}{\mu + \nu e^{-\rho E_\gamma}}, \quad \mu = 355.6, \quad \nu = 1115.4, \quad \rho = 0.00369, \quad (5.3)$$

$$B_c = \alpha_c E_\gamma + \beta_c, \quad \alpha_c = -9 \times 10^{-6}, \quad \beta_c = 0.0403, \quad (5.4)$$

$$E_c = \frac{\gamma_c E_\gamma^2}{1 + \delta_c E_\gamma}, \quad \gamma_c = 7.781 \times 10^{-3}, \quad \delta_c = 8.464 \times 10^{-3}. \quad (5.5)$$

Ces paramètres permettent de simuler la réponse du système à des radiations provenant de sources qui peuvent être considérées comme ponctuelles devant les dimensions des scintillateurs. Ce résultat ne peut pas être utilisé directement dans le cas d'une source étendue. En effet, les rayons gammas sont émis au sein de l'échantillon, augmentant ainsi la probabilité de diffusions Compton à l'intérieur même de l'échantillon. Ceci a pour effet d'ajouter à la distribution Compton un pic de rétrodiffusion, situé à $(E_\gamma - E_c)$. La résolution en amplitude relativement pauvre permet de considérer ce pic comme faisant partie de la distribution Compton. Les paramètres décrivant la réponse des détecteurs en situation réelle doivent donc être corrigés pour tenir compte de la perte d'énergie des rayons gamma avant qu'ils n'atteignent le scintillateur. Pour cela, on augmente l'amplitude de la distribution Compton par rapport à celle du pic photoélectrique, on déplace le front Compton vers de plus hautes énergies et on l'élargit. Les nouveaux paramètres sont alors donnés par les relations:

$$A_c^* = A_c \times C_1, \quad C_1 = 1.696, \quad (5.6)$$

$$E_c^* = E_c + C_2 \times \frac{E_\gamma}{E_{\gamma_1}}, \quad C_2 = 20.46, \quad E_{\gamma_1} = 778.8 \text{ canaux}, \quad (5.7)$$

$$B_c^* = \frac{B_c}{C_3}, \quad C_3 = 1.964, \quad (5.8)$$

$$R^*(E) = \frac{C}{1 + e^{-B_s(E-E_s)}} \times \left(\frac{A_c^*}{1 + e^{B_c^*(E-E_c^*)}} + \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_\gamma}{\sigma}\right)^2} \right). \quad (5.9)$$

La nouvelle fonction obtenue, $R^*(E)$, est utilisée pour ajuster les pics de chacun des 11 spectres en amplitude obtenus en regroupant les canaux en temps de vol. Seuls les paramètres caractérisant le pic photoélectrique sont variables, c'est à dire E_γ (sa position), σ (son écart type) et C (sa surface). Le bruit de fond est ajusté au moyen d'une ou deux exponentielles décroissantes et d'une constante. Après ajustement, la soustraction des réponses R^* des pics photoélectriques du spectre expérimental permet de déduire un bruit de fond pour une zone de temps de vol donné. Ce bruit de fond varie lentement en fonction du temps de vol. Nous avons aussi constaté un changement, d'un spectre à l'autre, des valeurs ajustées de la position et de l'écart type des pics photoélectriques. La douceur de ces variations autorise l'emploi d'une simple interpolation entre les données obtenues dans chaque zone de temps de vol afin de connaître les valeurs quel que soit le temps de vol considéré.

On a ainsi pu mesurer le comptage dans les pics photoélectriques pour chaque canal en temps de vol. Le spectre du bruit de fond, la position et l'écart type du pic photoélectrique sont calculés par interpolation. L'ajustement n'est effectué que sur les amplitudes des pics, de surface unité, et sur une constante de normalisation pour le bruit de fond. Un exemple d'ajustement est présenté sur la figure 5.2, où le "résiduel" correspond aux données expérimentales moins les pics photoélectriques des réactions $^{10}\text{B}(n, \alpha_1 \gamma)^7\text{Li}$ et $^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma)$.

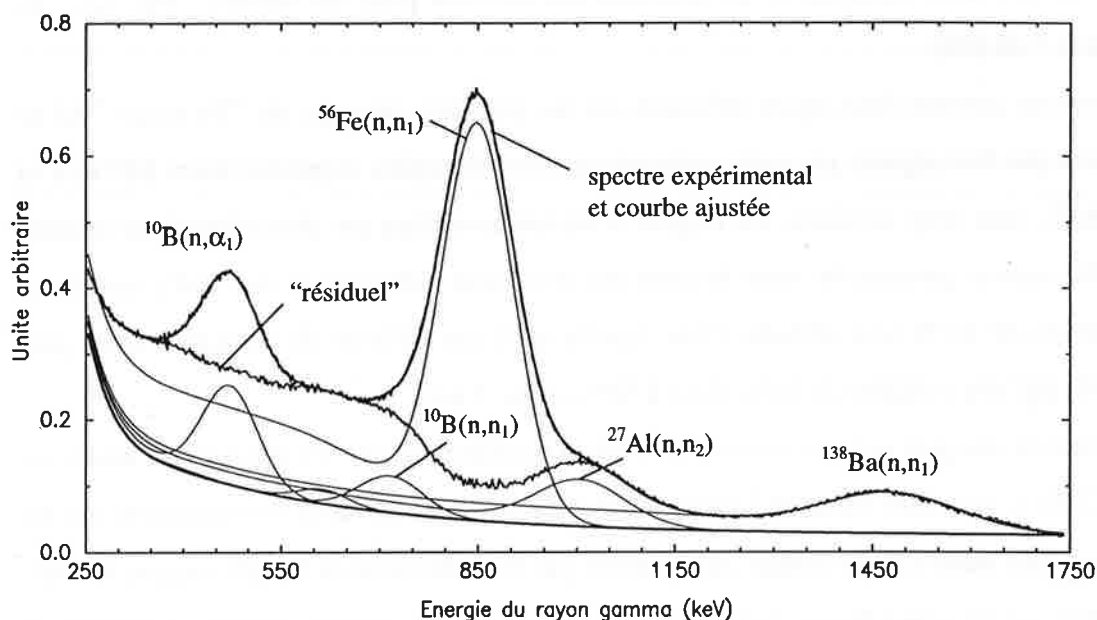
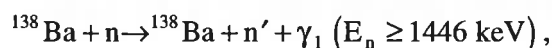
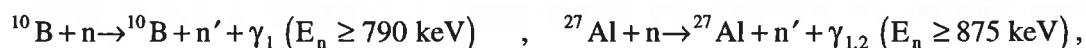


Figure 5.2: Exemple de spectre en amplitude pour des neutrons de 1.9 à 2.1 MeV.

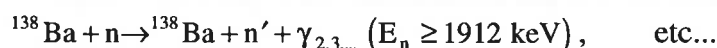
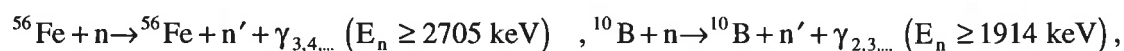
Ce procédé de dépouillement par analyse des spectres en amplitude permet de séparer, pour chaque canal en temps de vol, les événements provenant des réactions principales:



de ceux provenant d'autres réactions de moindre intérêt, mais dont les fluctuations avec le temps de vol ne sont pas négligeables:



et du bruit de fond résiduel, dont la variation avec le temps de vol doit être faible devant celle des autres réactions:



Les rayons gamma émis au cours de la réaction de diffusion inélastique sur le deuxième niveau du ^{56}Fe ($^{56}\text{Fe} + n \rightarrow ^{56}\text{Fe} + n' + \gamma_2 \quad (E_n \geq 2122 \text{ keV})$) sont relativement peu nombreux et ne peuvent pas être extraits du bruit de fond résiduel.

On trouvera dans l'annexe D, les schémas des niveaux pour les noyaux ^{56}Fe , ^7Li , ^{10}B , ^{138}Ba et ^{27}Al [95].

Les rayons gamma émis après diffusion sur les premiers niveaux de ^{56}Fe et de ^{27}Al ne peuvent pas être séparés par cette méthode car leurs énergies, respectivement 847 keV et 844 keV, sont trop voisines. La largeur à mi-hauteur d'un pic photoélectrique produit par des rayons gamma de cette énergie est d'environ 120 keV si des BaF_2 ayant une résolution de 14 % sont utilisés. Cela signifie qu'il est difficile de distinguer deux pics séparés par une centaine de keV, donc à fortiori par 3 keV.

La solution adoptée est une correction post-dépouillement sur les spectres en temps de vol. Celle ci peut être calculée à partir du flux de neutrons diffusés élastiquement par les échantillons dans l'angle solide $\Delta\Omega$ couvert par les détecteurs à l'angle moyen $\bar{\theta} = 90^\circ$ ou 135° , et en considérant l'efficacité de détection des rayons gamma d'énergie E_γ provenant de diffusions inélastiques sur l'aluminium recouvrant les scintillateurs.

Pour chaque canal en temps de vol (ou chaque énergie), on peut écrire:

$$N_{\text{Al}}^{\text{inel}}(E) = \iint_{\Delta\Omega} n_{\text{Al}}(\theta) \frac{\sigma_{\text{Al}}^{\text{inel}}(E)}{4\pi} \phi(E) \varepsilon_{E_\gamma} (n_{\text{Fe}}\sigma_{\text{Fe}}^{\text{el}}(E, \theta) + n_{\text{B}}\sigma_{\text{B}}^{\text{el}}(E, \theta)) d\Omega, \quad (5.10)$$

avec $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$.

Dans cette formule, on considère que l'angle solide, à l'intérieur duquel le noyau d'aluminium émet un rayon gamma, est aléatoirement distribué entre 0 et 4π . Cette isotropie angulaire est une caractéristique de la transition $1/2^+ \rightarrow 5/2^+$ au cours d'une diffusion sur le premier niveau de l'aluminium [56].

Si on suppose que l'épaisseur d'aluminium vue par les neutrons varie peu avec l'angle de diffusion, on peut écrire:

$$\bar{n}_{\text{Al}} = \frac{\iint_{\Delta\Omega} n_{\text{Al}}(\theta) d\Omega}{\iint_{\Delta\Omega} d\Omega} = C^{\text{te}}. \quad (5.11)$$

L'équation (5.10) peut alors être simplifiée:

$$N_{Al}^{inel}(E) \approx \bar{n}_{Al} \frac{\sigma_{Al}^{inel}(E)}{4\pi} \phi(E) \varepsilon_{E_\gamma} \left(n_{Fe} \bar{\sigma}_{Fe}^{el}(E) + n_B \bar{\sigma}_B^{el}(E) \right), \quad (5.12)$$

$$\text{avec } \bar{\sigma}_{Fe}^{el}(E) = \iint_{\Delta\Omega} \sigma_{Fe}^{el}(E, \theta) d\Omega \quad \text{et} \quad \bar{\sigma}_B^{el}(E) = \iint_{\Delta\Omega} \sigma_B^{el}(E, \theta) d\Omega.$$

Les données utilisées pour la section efficace de diffusion inélastique de ^{27}Al sont celles mesurées à l'IRMM [59], car les bibliothèques (JEF-2.2 et ENDF/B-VI) ne donnent que la variation moyenne avec l'énergie, sans structure résonnante. La section efficace de diffusion élastique du ^{56}Fe est celle de JEF-2.2.

5.3 Corrections

5.3.1 Temps mort

Les différents composants d'un système d'acquisition ont leur propre temps mort, certains paralysant et d'autres non. Lorsque ces temps morts sont similaires, il est très difficile de modéliser l'effet combiné sur le système complet.

Dans notre cas, on admet que le modèle du temps mort non paralysant est une approximation suffisante pour corriger des événements perdus.

Soit R le taux de réaction et supposons que les détecteurs enregistrent N_{det} événements au cours du temps T , le taux de comptage étant supposé constant. Chaque coup détecté engendre un temps mort τ , le temps mort total, au cours du temps T , est donc τN_{det} . Pendant cette même période, un total de $R \tau N_{det}$ coups sont perdus. Le nombre réel d'événements est donc:

$$N_{vrai} = R T = N_{det} + \frac{N_{vrai}}{T} \tau N_{det},$$

soit:

$$N_{\text{vrai}} = \frac{N_{\text{det}}}{1 - \frac{\tau}{T} N_{\text{det}}} . \quad (5.13)$$

Dans le cas où le taux de comptage N_{det} varie avec le temps, on doit écrire:

$$N_{\text{vrai}}(t) = \frac{N_{\text{det}}(t)}{1 - \frac{1}{T} \int_{t-\tau}^t N_{\text{det}}(t') dt'} . \quad (5.14)$$

On retrouve, bien sûr, l'équation (5.13) si $N_{\text{det}}(t) = N_{\text{det}} = C^{\text{te}}$.

Etudions à présent le cas d'une mesure en temps de vol. On note τ le temps mort du dispositif d'acquisition et ΔT la largeur des canaux du codeur en temps. La source de neutrons, pulsée, fournit N_0 impulsions au cours de la mesure. On veut connaître la correction de temps mort pour le comptage, $N_{\text{det}}(n)$, du canal en temps de vol numéro n . Au cours de l'acquisition, chaque coup détecté est suivi d'un temps mort de $m = \tau/\Delta T$ canaux. Le canal numéro n a donc été aveuglé $\sum_{i=n-m}^n N_{\text{det}}(i)$ fois et n'a par conséquent été disponible que durant $\tilde{N}(n) = N_0 - \sum_{i=n-m}^n N_{\text{det}}(i)$ cycles. Le comptage réel dans le canal numéro n est donc:

$$N_{\text{vrai}}(n) = N_{\text{det}}(n) \frac{N_0}{\tilde{N}(n)} = \frac{N_{\text{det}}(n)}{1 - \frac{1}{N_0} \sum_{i=n-m}^n N_{\text{det}}(i)} . \quad (5.15)$$

Cette formule montre que le temps mort, pour un canal, dépend du comptage dans ce canal bien sûr, mais aussi et surtout de celui dans les m canaux précédents. Une conséquence, visible sur la figure 5.3, est le décalage entre le taux de comptage maximal et la correction de temps mort maximale. D'autre part, si les coups avant le flash gamma ne sont pas enregistrés, il n'est pas possible de calculer la correction de temps mort pour

des neutrons de temps de vol inférieur à $\sim 7 \mu\text{s}$ (voir figure 5.3), à moins de faire des hypothèses sur le bruit de fond.

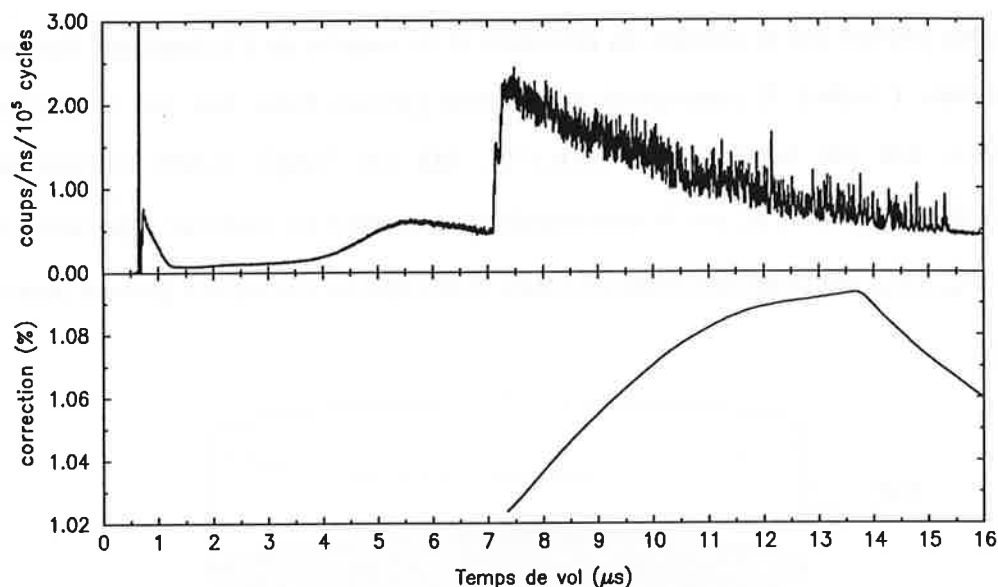


Figure 5.3: Correction de temps mort pour le spectre du fer.

5.3.2 absorption des neutrons et des rayons gamma

Indépendamment de cette correction, les comptages dans les pics photoélectriques des réactions sur le bore, $^{10}\text{B}(n, \alpha_1 \gamma)^7\text{Li}$ et sur le fer, $^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma)$, sont corrigés pour l'atténuation du flux de neutrons avec la profondeur z et l'auto-absorption des rayons gamma dans les échantillons. Ces atténuations sont interdépendantes. A l'énergie E , le coefficient d'atténuation est le rapport du nombre de rayons gamma vus par les détecteurs sur le nombre de rayons gamma réellement émis au cours d'une diffusion inélastique. L'indice j fait référence au fer et au bore, l'absorption dans l'air et dans l'aluminium entourant le scintillateur est pris en compte par ailleurs (cf. le paragraphe 4.3 sur la mesure de l'efficacité):

$$C_A^X(E, \Delta\Omega) = \frac{\iint_S dS \iiint_V dV \phi(E, z) \sigma_\gamma^X(E, d\Omega) \prod_{j=1}^2 e^{-n_v^j d^j(d\Omega) \sigma_{\text{tot}, \gamma}^j(E_\gamma^X)}}{\iint_S dS \iiint_V dV \phi(E, z=0) \sigma_\gamma^X(E, d\Omega)} \quad (5.16)$$

Les intégrales portent sur la surface du détecteur et le volume de l'échantillon traversé par le faisceau. L'indice X correspond aux rayons gamma émis, soit par la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha_1 \gamma)^7\text{Li}$, soit par la réaction $^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma)$; $\Delta\Omega$ est l'angle solide couvert par l'ensemble des détecteurs; n_v^j est la concentration en atomes du matériau j par unité de volume et $\sigma_{\text{tot}, \gamma}^j(E_\gamma)$ est la section efficace totale d'absorption des rayons gamma pour le matériau j.

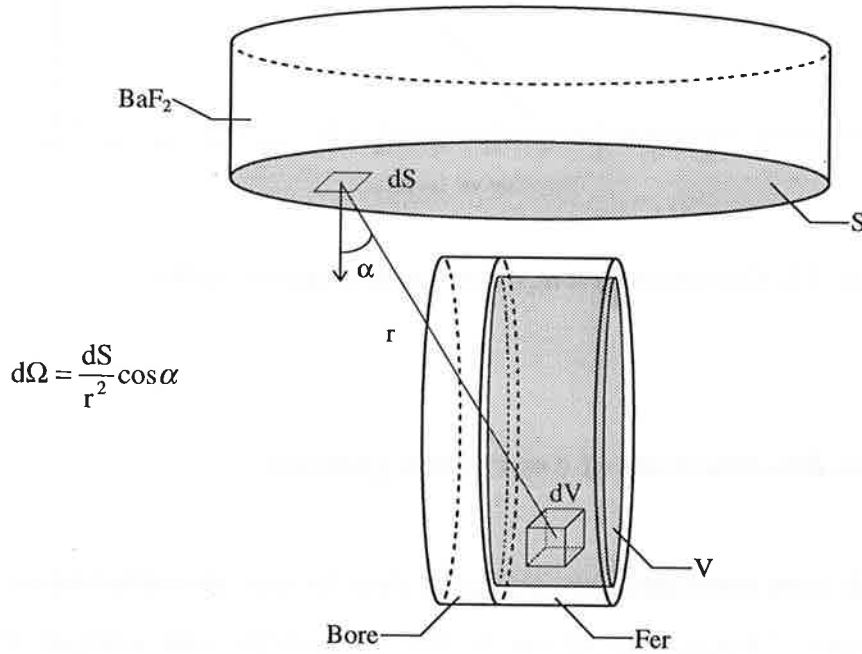


Figure 5.4: Schéma des échantillons et de l'un des détecteurs.

Soient r , la distance entre les éléments de surface dS et de volume dV , et α l'angle entre \vec{r} et la normale à dS (cf. figure 5.4). On définit $d^j(d\Omega)$ comme la distance parcourue, dans le matériau j, par un rayon gamma émis dans l'angle solide $d\Omega$.

Si on suppose que les échantillons sont assez minces pour que l'auto-absorption des rayons gamma dépende peu de la profondeur d'émission, on peut séparer la correction en deux facteurs quasi-indépendants de la façon suivante:

$$C_A^x(E, \Delta\Omega) \approx C_{A_n}^x(E) C_{A_\gamma}^x(\Delta\Omega). \quad (5.17)$$

Le rapport du flux à la profondeur z sur le flux incident n'est autre que la transmission de l'échantillon, $e^{-n_v z \sigma_{tot}}$, avec n_v la concentration en atome par unité de volume pour le matériau considéré et σ_{tot} sa section efficace totale. Il est nécessaire de rappeler que σ_{tot} est la valeur de la section efficace totale pour une résolution expérimentale parfaite. Ce point est particulièrement crucial si la section efficace présente d'importantes fluctuations, comme c'est le cas pour le fer. Toutefois, disposant de mesures récentes à très haute résolution [31], ce sont ces données qui ont directement été utilisées.

Pour un échantillon d'épaisseur d , l'atténuation moyenne du flux de neutrons est donnée par:

$$C_{A_n}^x(E) = \frac{\int dz \phi(E, z)}{\int dz \phi(E, z=0)} = \int_0^1 d\left(\frac{z}{d}\right) e^{-n_v d \left(\frac{z}{d}\right) \sigma_{tot}^x(E)} = \frac{1 - e^{-n_v d \sigma_{tot}^x(E)}}{n_v d \sigma_{tot}^x(E)}. \quad (5.18)$$

L'atténuation du flux de rayons gamma émis est le rapport du nombre de rayons gamma atteignant les détecteurs sur le nombre de rayons gamma émis:

$$C_{A_\gamma}^x(\Delta\Omega) = \frac{\iint_S dS \iiint_V dV \sigma_\gamma^x(E, d\Omega) \prod_{j=1}^2 e^{-n_v^j d^j(d\Omega) \sigma_{tot, \gamma}^j(E_\gamma^x)}}{\iint_S dS \iiint_V dV \sigma_\gamma^x(E, d\Omega)}. \quad (5.19)$$

La distribution angulaire des rayons gamma émis au cours de la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha_1 \gamma)^7\text{Li}$ est isotrope. Si l'anisotropie de l'émission des rayons gamma est négligée au cours de la réaction de diffusion inélastique sur le ^{56}Fe , on peut alors écrire:

$$\sigma_\gamma^x(E, d\Omega) \approx \frac{d\Omega}{4\pi} \sigma_\gamma^x(E). \quad (5.20)$$

Dans ce cas, $C_{A_\gamma}^x(\Delta\Omega)$ peut être facilement calculé en simplifiant la formule précédente:

$$C_{A_\gamma}^x(\Delta\Omega) \approx \frac{\iint_S dS \iiint_V dV d\Omega \prod_{j=1}^2 e^{-n_V^j d^j(d\Omega) \sigma_{\text{tot},\gamma}^j(E_\gamma^x)}}{\iint_S dS \iiint_V dV d\Omega}. \quad (5.21)$$

L'atténuation (C_{A_n}) du faisceau incident dans les échantillons est en moyenne de $\sim 1\%$ pour le bore et $\sim 2\%$ pour le fer. Les corrections pour l'auto-absorption (C_{A_γ}) des rayons gamma sont plus importantes (cf. tableau 5.3).

Tableau 5.3: Auto-absorption des rayons gamma dans les échantillons.

$\bar{\theta}$ (degrés)	$C_{A_\gamma}(\bar{\theta}, E_\gamma)$	
	$E_\gamma = 478 \text{ keV}$	$E_\gamma = 847 \text{ keV}$
90	0.79	0.81
135	0.98	0.89

5.3.3 Diffusions multiples

Les diffusions multiples dans les échantillons de bore et de fer n'ont pas été prises en compte.

Les neutrons diffusés élastiquement ou inélastiquement peuvent engendrer des rayons gamma via les réactions $^{10}\text{B}(n, \alpha_1 \gamma)^7\text{Li}$ et $^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma)$, conduisant à un accroissement du comptage dans les pics photoélectriques correspondant. Des simulations numériques [65], utilisant la méthode de Monte Carlo, sont en général nécessaires pour évaluer correctement les effets des diffusions multiples dans les échantillons et les matériaux environnants (air, aluminium, détecteurs, ...). Toutefois, pour les cibles minces employées et dans le cas d'une courte distance, quelques centimètres, entre les

scintillateurs et les échantillons (donc un décalage en temps négligeable), la correction est très faible. Par conséquent, les simplifications suivantes sont adoptées pour évaluer l'effet des diffusions multiples (dans les échantillons uniquement):

- (i) - on se limite à deux diffusions,
- (ii) - la seconde diffusion est supposée isotrope.

Par contre, la dépendance angulaire de la première diffusion est prise en compte.

L'hypothèse numéro (ii) est valide dans le cas de la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha_1 \gamma)^7\text{Li}$, et constitue une approximation raisonnable pour la diffusion inélastique $^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma)$.

Dans les équations suivantes, $\sigma_\gamma^x(E)$ représente la section efficace de la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha_1 \gamma)^7\text{Li}$, ou celle de la diffusion inélastique $^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma_1)$, selon l'échantillon considéré.

$$\Delta\sigma_{\text{el}-\gamma}^x(E) \approx \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta \sin\theta (1 - e^{-n_v \sigma_{\text{tot}}^x(E) d^x}) \frac{\sigma_{\text{el}}^x(E, \theta)}{\sigma_{\text{tot}}^x(E)} (1 - e^{-n_v \sigma_{\text{tot}}^x(E_1) \bar{x}(\theta)}) \frac{\sigma_\gamma^x(E_1)}{\sigma_{\text{tot}}^x(E_1)} \quad (5.22)$$

$$\Delta\sigma_{\text{inel}-\gamma}^x(E) \approx \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta \sin\theta (1 - e^{-n_v \sigma_{\text{tot}}^x(E) d^x}) \frac{\sigma_{\text{inel}}^x(E, \theta)}{\sigma_{\text{tot}}^x(E)} (1 - e^{-n_v \sigma_{\text{tot}}^x(E_2) \bar{x}(\theta)}) \frac{\sigma_\gamma^x(E_2)}{\sigma_{\text{tot}}^x(E_2)} \quad (5.23)$$

avec:

- d^x épaisseur de l'échantillon X (bore ou fer),
- $\bar{x}(\theta)$ épaisseur moyenne de l'échantillon vue par des neutrons diffusés à l'angle θ ,
- E énergie initiale du neutron, dans le système du laboratoire,
- E_1 énergie du neutron, dans le système du laboratoire, après une diffusion élastique,
- E_2 énergie du neutron, dans le système du laboratoire, après diffusion inélastique.

Dans le cas d'une diffusion sur un noyau léger comme le bore, l'énergie de recul du noyau cible n'est pas négligeable et la connaissance de l'énergie, dans le système du laboratoire, du neutron diffusé requiert l'utilisation des équations de base de la cinématique [66].

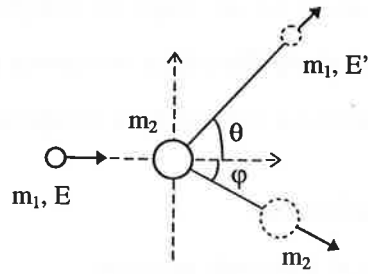


Figure 5.5: Réaction de diffusion dans le système du laboratoire.

Les notations sont les suivantes:

- m_1 masse de la particule incidente,
- m_2 masse de la particule cible (au repos),
- E énergie de la particule incidente,
- E' énergie de la particule diffusée,
- θ angle de diffusion,
- Q énergie de la réaction.

L'énergie de la particule diffusée à l'angle θ est donnée par la relation:

$$E'(E, \theta) = A_2(E) \left(\cos \theta + \sqrt{\frac{B_2(E)}{A_2(E)} - \sin^2 \theta} \right)^2 (E + Q), \quad (5.24)$$

avec:
$$A_2(E) = \frac{m_1^2}{(m_1 + m_2)^2} \left(1 - \frac{Q}{E + Q} \right), \quad (5.25)$$

$$B_2(E) = \frac{m_2^2}{(m_1 + m_2)^2} \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \frac{Q}{E + Q} \right). \quad (5.26)$$

Dans le cas de la diffusion élastique ($Q = 0$), les équations précédentes peuvent être simplifiées. Pour la diffusion inélastique, l'énergie de la réaction correspond à l'énergie E^* du niveau excité au cours de la réaction ($Q = -E^*$).

5.4 Normalisation

Le taux de comptage, N , de rayons gamma d'énergie E_γ dans un détecteur placé à l'angle de diffusion moyen $\bar{\theta}$, pour des neutrons incident d'énergie E et en ne considérant que les diffusions simples dans l'échantillon, est donné par l'expression:

$$N(E, E_\gamma, \bar{\theta}) = \iiint_S \phi(E) e^{-\Sigma_n(E) r_1} n \sigma_\gamma(E, \theta) e^{-\Sigma_\gamma(E_\gamma) r_2} \frac{dS}{r^2} \epsilon(E_\gamma) dV. \quad (5.27)$$

Les intégrales portent sur la surface du détecteur et le volume de l'échantillon. La direction θ est définie par les éléments dV et dS , séparés par la distance r . Les notations suivantes ont aussi été employées:

ϕ	flux de neutrons incident sur l'échantillon,
$\Sigma_n = n_v \sigma_{tot}^n$	section efficace macroscopique totale de l'échantillon pour les neutrons,
r_1	distance parcourue par les neutrons, dans l'échantillon, en direction de dV ,
n	densité surfacique de l'échantillon,
σ_γ	section efficace différentielle de production de rayons gamma,
$\Sigma_\gamma = n_v \sigma_{tot}^\gamma$	section efficace macroscopique totale de l'échantillon pour les gamma,
r_2	distance parcourue par les gamma, dans l'échantillon, en direction de dS ,
ϵ	efficacité intrinsèque du détecteur pour les rayons gamma.

On suppose que le flux de neutrons incident (ϕ), l'efficacité (ϵ) et la concentration (n) ne dépendent pas des variables d'intégration.

Après avoir effectué les corrections pour le temps mort et l'atténuation des neutrons et des rayons gamma dans les échantillons, les comptages dans les pics photoélectriques pour les réactions principales sur le bore et le fer sont simplement:

$$N_B(E) = \phi(E) \sigma_B(E, \bar{\theta}) T(E) \varepsilon_B n_B, \quad (5.28)$$

$$N_{Fe}(E) = T_B(E) \phi(E) \sigma_{Fe}(E, \bar{\theta}) T(E) \varepsilon_{Fe} n_{Fe}, \quad (5.29)$$

$$\text{où } \sigma_{Fe}(E, \bar{\theta}) = \iint_{\Delta\Omega} \sigma_{Fe}(E, \theta) d\Omega, \quad \text{et} \quad \sigma_B(E, \bar{\theta}) = \iint_{\Delta\Omega} \sigma_B(E, \theta) d\Omega = \Delta\Omega \frac{\sigma_B(E)}{4\pi},$$

avec (les autres notations ont été définies précédemment):

$\Delta\Omega$ angle solide couvert par les détecteurs,

$T_B(E)$ transmission de l'échantillon de bore,

$T(E)$ transmission de l'air et du fer entourant la source de neutrons.

La section efficace de la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha_1 \gamma)^7\text{Li}$ ne présentant que de larges résonances, son spectre peut être lissé afin d'améliorer la précision statistique. Ce lissage ne peut toutefois être réalisé qu'après avoir corrigé les données de la transmission des neutrons à travers l'air et les parois de la cible. Cette correction ne doit être effectuée que pour les noyaux présents en grande quantité et qui ont des sections efficaces totales très fluctuantes. Ainsi, la transmission de l'air est le produit des transmissions de l'azote et de l'oxygène (figure 5.6), tandis que celle de la paroi de la source de neutrons est seulement celle du fer (figure 5.7), principal constituant de l'acier utilisé. On trouve aussi du carbone (figure 5.8) dans les fenêtres en mylar ($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$) qui assurent l'étanchéité des tubes de vol.

Les épaisseurs (en atomes/barn) de carbone, d'oxygène, d'azote et de fer traversées par le faisceau de neutrons sont ajustées de façon à reproduire les fluctuations observées sur le spectre en temps de vol de la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha_1 \gamma)^7\text{Li}$. La résolution expérimentale est prise en compte via un second paramètre. Les résultats de l'ajustement sont présentés dans le tableau 5.4.

Tableau 5.4: Concentration des principaux éléments vus par le faisceau de neutrons.

<i>Elément</i>	<i>fer</i>	<i>azote</i>	<i>oxygène</i>	<i>carbone</i>
<i>Epaisseur (at/b)</i>	0.0204	0.0329	0.0145	0.0025
<i>Epaisseurs</i>	2.4 mm de fer	8.4 m d'air	13.8 m d'air	0.6 mm de mylar

L'épaisseur réelle d'air traversée par les neutrons est évaluée à environ 9 mètres. On peut expliquer la concentration, anormalement élevée, d'oxygène par la présence de vapeur d'eau. Nous avons en effet mesuré une hygrométrie de 70 % dans les salles d'expérimentation.

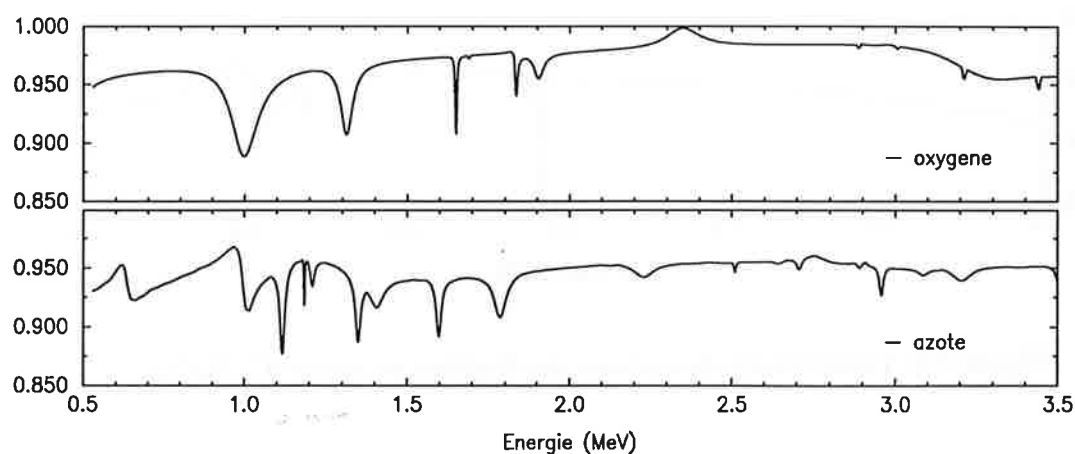


Figure 5.6: Transmissions des deux principaux constituants de l'air.

L'épaisseur de fer vue par les neutrons qui quittent la cible d'uranium est difficile à évaluer car elle dépend du point d'émission de ces neutrons. La cible étant entourée par 2 mm d'acier, la valeur de 2.4 mm semble raisonnable puisque les neutrons vus par la piste de vol numéro 3 (cf. figure 3.4) sont émis tangentiellement.

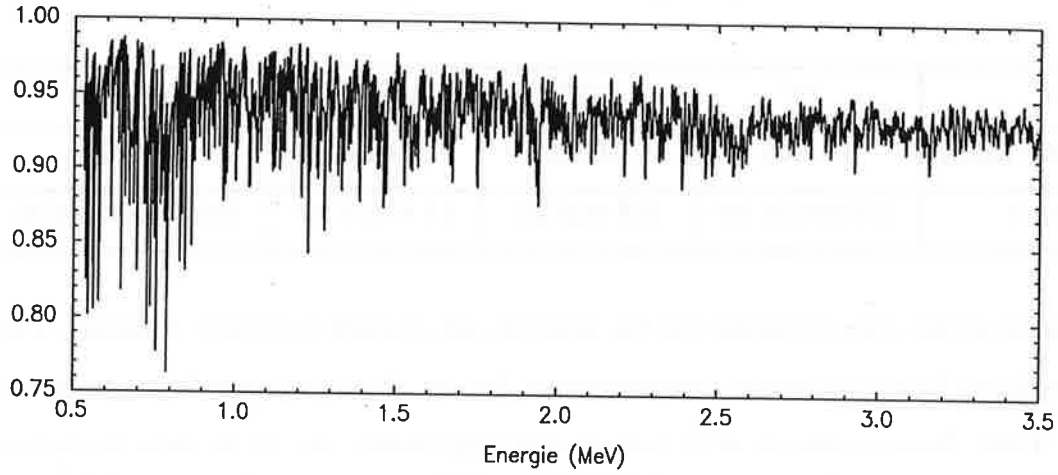


Figure 5.7: Transmission du fer entourant la source de neutrons.

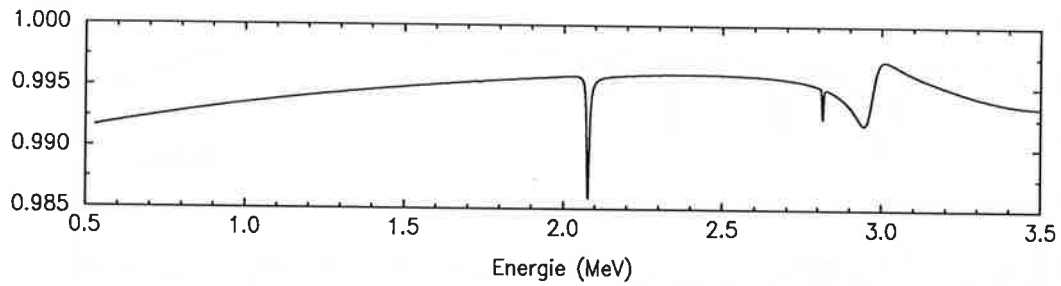


Figure 5.8: Transmission du carbone des fenêtres en mylar ($C_{10}H_8O_4$).

A partir du nombre d'événements mesurés pour les réactions $^{10}B(n,\alpha_1\gamma)^7Li$ et $^{56}Fe(n,n'\gamma)$, il est possible d'obtenir la section efficace de diffusion inélastique sur le fer en normalisant le résultat sur les données mesurées par Schrack et al. [67] pour la réaction $^{10}B(n,\alpha_1\gamma)^7Li$.

La mesure simultanée du spectre de normalisation permet de s'affranchir de la connaissance du flux incident. On obtient ainsi la valeur moyenne (intégrée sur l'angle solide $\Delta\Omega$) de la section efficace de diffusion inélastique pour un angle de diffusion moyen $\bar{\theta}$:

$$\sigma_{Fe}(E, \bar{\theta}) = \sigma_B(E, \bar{\theta}) \frac{N_{Fe}(E)}{T_B(E) N_B(E)} \frac{\epsilon_B}{\epsilon_{Fe}} \frac{n_B}{n_{Fe}}. \quad (5.30)$$

Il est important de souligner que cette méthode conduit à une valeur relative de la section efficace du fer, la valeur de cette dernière étant liée à celle de la section efficace du bore.

En supposant l'anisotropie angulaire négligeable à l'intérieur de l'angle solide $\Delta\Omega$, une estimation de la section efficace différentielle, au voisinage de l'angle $\bar{\theta}$, est donnée par la relation:

$$\frac{d\sigma_{\text{Fe}}}{d\Omega}(E, \bar{\theta}) = \frac{\sigma_{\text{Fe}}(E, \bar{\theta})}{\Delta\Omega} = \frac{\sigma_{\text{B}}(E)}{4\pi} \frac{N_{\text{Fe}}(E)}{T_{\text{B}}(E) N_{\text{B}}(E)} \frac{\epsilon_{\text{B}}}{\epsilon_{\text{Fe}}} \frac{n_{\text{B}}}{n_{\text{Fe}}}. \quad (5.31)$$

5.5 Distributions angulaires

A partir d'une mesure différentielle, le calcul de la section efficace dans tout l'espace nécessite la connaissance de la distribution angulaire des rayons gamma émis. Contrairement au cas de la réaction utilisée pour la normalisation, $^{10}\text{B}(n, \alpha_1 \gamma)^7\text{Li}$, les rayons gamma émis au cours d'une diffusion inélastique sur le ^{56}Fe n'ont pas une distribution angulaire isotrope [57].

La plupart des réactions nucléaires peuvent être décomposées en deux étapes: formation puis désexcitation d'un noyau composé (figure 5.9). Dans le cadre de cette théorie, l'état du noyau composé, et a fortiori ses modes de décroissance, est indépendant de son mode de formation: c'est l'hypothèse de Bohr. D'autre part, les lois de conservation de la Physique imposent aux différents états du noyau composé le même moment angulaire total J , les mêmes composantes pour J ($M \equiv m_J = J, \dots, -J$) et la même parité Π que l'état initial. Ainsi, la conservation de J et Π entraîne des règles de sélections interdisant à des transitions entre des états initiaux et finaux particuliers de se produire via certains états du noyau composé (tableau 5.5). La conservation de M fait que le noyau composé se rappelle de l'axe quantique de la voie d'entrée et décroît en conséquence. Un tel effet est directement visible en utilisant un faisceau de particules incidentes polarisées.

Ces lois de conservation sont à l'origine de l'anisotropie angulaire observée au cours de certaines réactions nucléaires.

Soient des neutrons de moment angulaire orbital $\vec{\ell}$ et de spin \vec{i} . Considérons le cas de l'émission de rayons gamma au cours d'une diffusion inélastique de neutrons de moment angulaire total $\vec{j}_1 = \vec{\ell}_1 + \vec{i}_1$ sur un noyau cible de spin-parité $J_0^{\Pi_0}$.

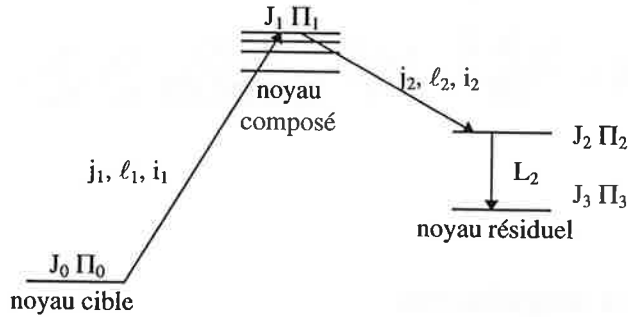


Figure 5.9: Diffusion inélastique via un noyau composé.

Le noyau composé (N.C.) formé, de spin-parité $J_1^{\Pi_1}$, se désexcite en émettant un neutron de moment angulaire total $\vec{j}_2 = \vec{\ell}_2 + \vec{i}_2$ de telle sorte que le noyau résiduel se trouve dans un état excité et puisse alors émettre un rayon gamma de multipolarité L_2 .

Pour une diffusion inélastique sur le premier niveau de ^{56}Fe ($J_0^{\Pi_0} = J_3^{\Pi_3} = 0^+$ et $J_2^{\Pi_2} = 2^+$), les moments angulaires à considérer sont les suivants (on se limite à $l_{1,2} \leq 4$):

Tableau 5.5: Moments angulaires autorisés lors d'une transition $0^+ \rightarrow \text{N.C.} \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$.

ℓ_1	j_1	$J_1 \Pi_1$	ℓ_2	j_2
0	1/2	1/2 +	2	3/2
				5/2
1	1/2	1/2 -	1	3/2
			3	5/2
	3/2	3/2 -	1	1/2
				3/2
			3	5/2
				7/2
2	3/2	3/2 +	0	1/2
			2	3/2
				5/2
			4	7/2
	5/2	5/2 +	0	1/2
			2	3/2
				5/2
			4	7/2
3	5/2	5/2 -	1	1/2
				3/2
			3	5/2
				7/2
	7/2	7/2 -	1	3/2
			3	5/2
4	7/2	7/2 +	2	3/2
				5/2
			4	7/2
				9/2
	9/2	9/2 +	2	5/2
			4	7/2
				9/2

Dans le cadre de la théorie du noyau composé, une section efficace différentielle peut s'exprimer sous la forme d'une série de polynômes de Legendre d'ordre pair:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \sum a_v(E) P_v(\cos \theta), \quad (5.32)$$

dans laquelle les sommations portent sur les moments angulaires j_1, j_2 des neutrons entrant et sortant et sur l'indice v dont la valeur maximale est fixée par des conditions de couplage entre les moments angulaires.

Les coefficients a_v qui pondèrent les polynômes de Legendre peuvent être décomposés en un produit de deux facteurs: l'un dépendant de l'énergie, τ_i , et l'autre des moments angulaires, α_{iv} , soit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{\lambda^2}{8} \sum_i \tau_i(E) \sum_v \alpha_{iv} P_v(\cos \theta), \quad (5.33)$$

où, $\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_n E}}$ est la longueur d'onde, dans le centre de masse, du neutron incident.

Les coefficients α_{iv} sont calculés [56] pour chaque permutation i possible (cf. tableau 5.5) de l'ensemble des moments angulaires $\ell_1, j_1, J_1, \ell_2, j_2$. Ils caractérisent la transition, leur valeur dépendant de la nature et du moment angulaire de la particule effectuant cette transition, ainsi que du spin initial et final des noyaux cible et résiduel.

La pénétrabilité de Hauser-Feshbach [56], τ_i , est défini par la formule:

$$\tau_{\ell_1, \ell_2} \equiv T_{\ell_1}(E_1) \frac{T_{\ell_2}(E_2)}{\sum_{\ell, j, E} T_{\ell}(E)}, \quad (5.34)$$

qui tient compte des pénétrabilités de la barrière du noyau composé pour les particules incidentes (indice 1) et émergentes (indice 2), dans le système du centre de masse. La sommation au dénominateur porte sur toutes les voies de désexcitation possibles du noyau composé. Dans notre cas, il est justifié de se placer dans l'approximation à deux voies, ce qui signifie qu'on ne considère que les diffusions élastique et inélastique, la capture étant négligée. On a ainsi:

$$\tau_{\ell_1, \ell_2} \approx T_{\ell_1}(E_1) \frac{T_{\ell_2}(E_2)}{T_{\ell_1}(E_1) + T_{\ell_2}(E_2)} \quad (5.35)$$

L'expression précédente peut être étendue pour prendre en compte l'interaction spin-orbite en introduisant des coefficients de transmission généralisés T_ℓ^\pm , où le signe \pm fait référence au couplage entre le spin et le moment angulaire orbital du neutron ($j = \ell \pm \frac{1}{2}$). La relation entre les coefficients de transmission généralisés et normaux est simplement:

$$T_\ell = \frac{(\ell+1) T_\ell^+ + \ell T_\ell^-}{2\ell+1}. \quad (5.36)$$

Prendre en compte l'anisotropie de la distribution angulaire des rayons gamma émis n'est pas aisé. La procédure adoptée repose sur le modèle théorique décrit ci-dessus; cf. équation (5.33) en particulier. Bien sûr, les résultats obtenus dépendent des valeurs utilisées pour les coefficients de transmission. Ceux-ci ont été calculés par des physiciens de la Direction des Applications Militaires (CEA-DAM) [68] au moyen du code ECIS [69].

Pour chaque énergie E_i mesurée, on peut alors:

- Calculer, via l'équation (5.33), la valeur théorique de $\frac{d\sigma_{Fe}^{th}}{d\Omega}(E_i, \theta)$.
- Intégrer la valeur précédente sur $\Delta\Omega$, l'angle solide couvert par les détecteurs positionnés à un angle de diffusion moyen $\bar{\theta}$:

$$\sigma_{Fe}^{th}(E_i, \bar{\theta}) = \iint_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma_{Fe}^{th}}{d\Omega}(E_i, \theta) d\Omega. \quad (5.37)$$

- Normaliser $\sigma_{Fe}^{th}(E_i, \bar{\theta})$ sur la valeur mesurée $\sigma_{Fe}(E_i, \bar{\theta})$:

$$C_n(E_i, \bar{\theta}) = \frac{\sigma_{Fe}(E_i, \bar{\theta})}{\sigma_{Fe}^{th}(E_i, \bar{\theta})}. \quad (5.38)$$

- Appliquer le même coefficient de normalisation à la section efficace théorique:

$$\left(\frac{d\sigma_{Fe}^{th}}{d\Omega}(E_i, \theta) \right)_n = C_n(E_i, \bar{\theta}) \frac{d\sigma_{Fe}^{th}}{d\Omega}(E_i, \theta). \quad (5.39)$$

- Calculer, enfin, la section efficace dans 4π stéradians:

$$\sigma_{\text{Fe}}(E_i) = \iint_{4\pi} \left(\frac{d\sigma_{\text{Fe}}^{\text{th}}}{d\Omega}(E_i, \theta) \right)_n d\Omega . \quad (5.40)$$

La dépendance angulaire de $\frac{d\sigma_{\text{Fe}}^{\text{th}}}{d\Omega}(E_i, \theta)$ est donnée par une somme de polynômes de Legendre d'ordre pair, donc symétriques par rapport à $\theta = 90^\circ$. De plus, le dispositif de mesure présentant une symétrie axiale autour du faisceau de neutrons, l'équation (5.40) devient:

$$\sigma_{\text{Fe}}(E_i) = 4\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{d\sigma_n}{d\Omega}(E_i, \theta) \right)_n \sin\theta d\theta . \quad (5.41)$$

Chapitre 6

Résultats et comparaisons

6.1 Bore

La lente variation, avec l'énergie, de la section efficace de diffusion inélastique sur le ^{10}B , contraste avec les importantes fluctuations observées dans le cas du ^{56}Fe . La procédure de dépouillement, décrite au chapitre 5, peut aussi être appliquée aux données du bore. Celles ci ayant été mesurées indépendamment, avec uniquement l'échantillon de B_4C dans le faisceau, le résultat permet de valider la méthode de dépouillement.

La figure 6.1 montre les données obtenues, normalisées sur la section efficace de la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha_1\gamma)^7\text{Li}$ mesurée par Schrack et al. [67]. Les données des principales évaluations sont aussi présentées. Les incertitudes reportées correspondent à un écart type.

A haute énergie, de 2.4 à 3 MeV, les données expérimentales sont en accord avec les valeurs de JEF-2.2 tandis que celles de ENDF/B-VI sont très supérieures aux données mesurées (de 20 à 30 %). Un décalage en énergie est possible et pourrait expliquer l'écart observé entre 1.7 et 2.3 MeV. D'autre part, la mesure de Geel permet de mieux distinguer les deux résonances situées, d'après la référence [70], à 1830 keV et 1890 keV. Un ajustement plus précis des paramètres de ces résonances pourrait être obtenu plus tard à l'aide des codes SAMMY [71] ou REFIT [72].

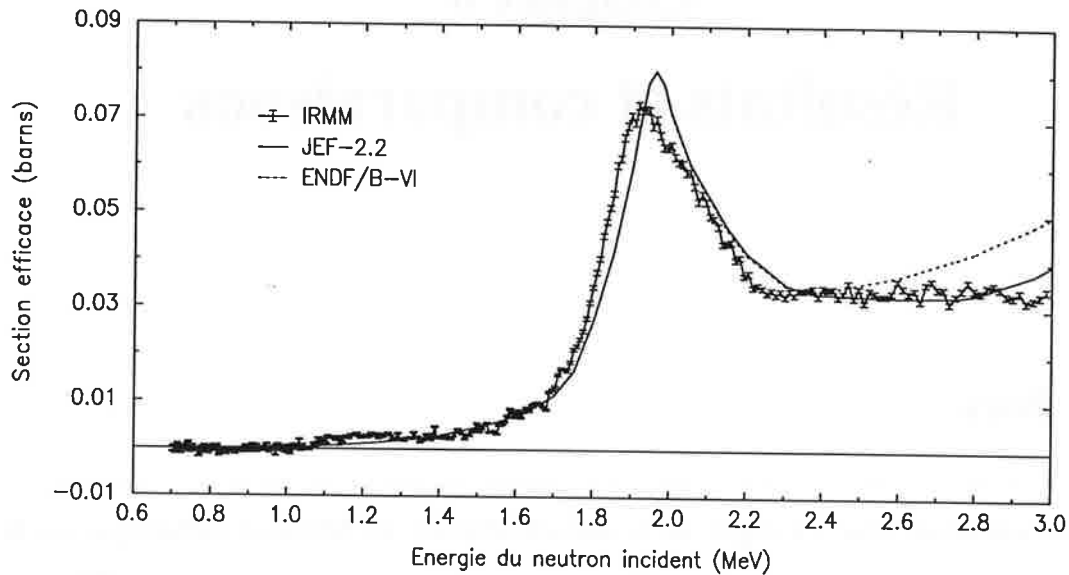


Figure 6.1: Sections efficaces de diffusion inélastique sur le ^{10}B .

6.2 Fer

On trouvera une revue complète des données (expérimentales et évaluées) existantes, pour le ^{56}Fe , dans la référence [73]. La figure 6.2 regroupe les plus importantes données. L'évaluation ENDF/B-VI, très proche de JEF-2.2, n'a pas été incluse pour améliorer la lisibilité du graphe.

Les résultats des mesures effectuées à l'IRMM sont reportées, après avoir été lissés, dans la figure 6.3. L'évaluation de Tagesen et al. [74] [75] est aussi incluse. Le désaccord est flagrant et s'explique, en partie ($\sim 50\%$), par l'anisotropie de la distribution angulaire des rayons gamma.

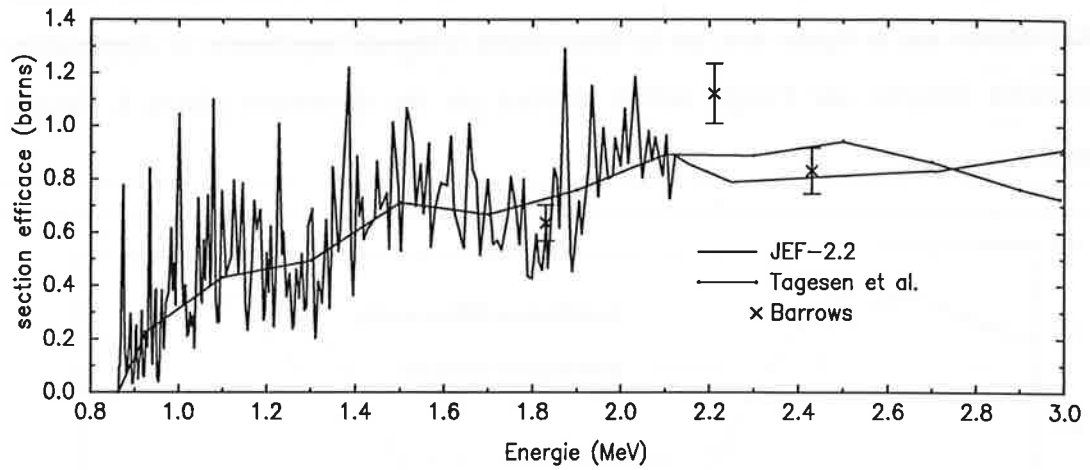


Figure 6.2: Sections efficaces de diffusion inélastique sur le ^{56}Fe .

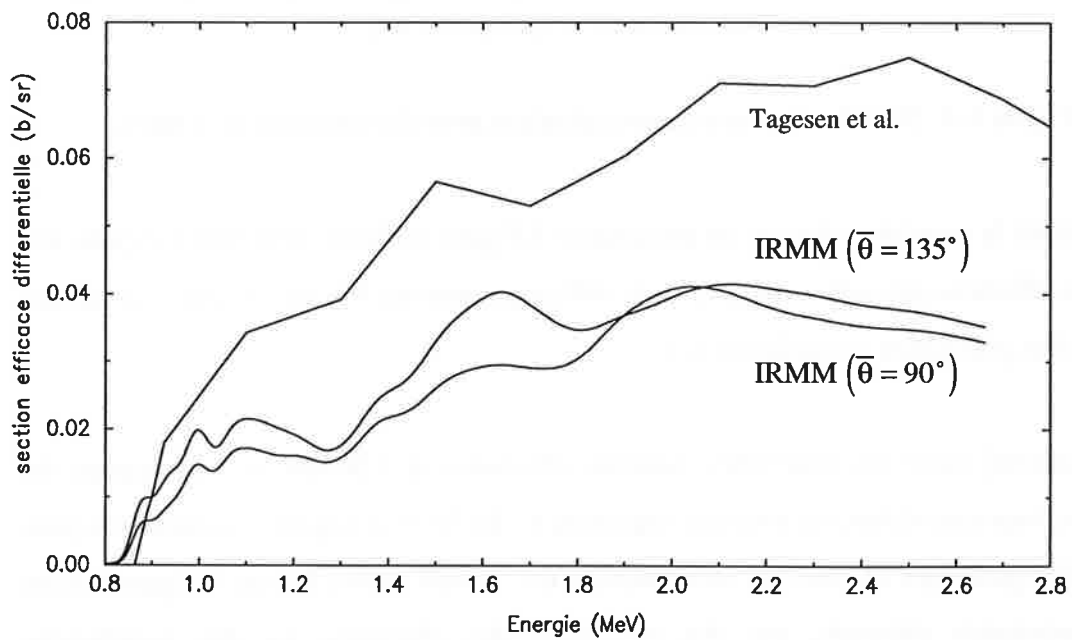


Figure 6.3: Sections efficaces différentielles (lissées) de diffusion inélastique.

Du fait de l'anisotropie de l'émission des rayons gamma après une diffusion inélastique, on s'attend à trouver des valeurs à 135° supérieures à celles mesurées à 90° . Toutefois, cette différence est atténuée par l'utilisation de grands détecteurs, dont l'angle solide

couvre 53 % de tout l'espace si $\bar{\theta} = 90^\circ$ et 29 % si $\bar{\theta} = 135^\circ$. Cet effet est illustré qualitativement sur la figure 6.4, où la distribution intégrale représente la distribution différentielle intégrée sur l'angle solide couvert par les détecteurs placés à l'angle moyen θ .

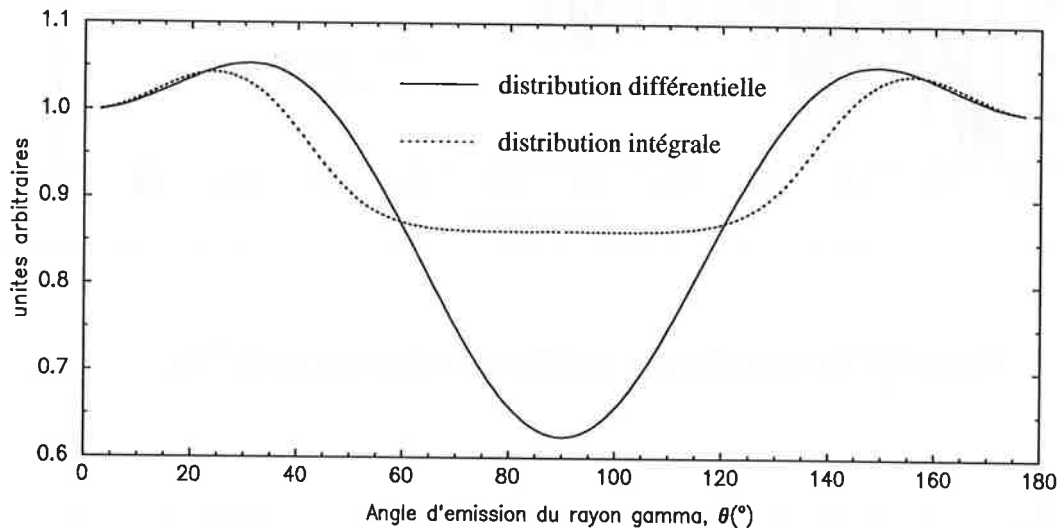


Figure 6.4: Distributions angulaires calculées pour des neutrons de 1 MeV.

En utilisant la procédure décrite au paragraphe 5.5 pour intégrer, dans tout l'espace, les sections efficaces mesurées aux angles de diffusion moyens $\bar{\theta} = 90^\circ$ et 135° , on obtient les courbes présentées sur la figure 6.5.

Le désaccord entre les nouvelles mesures effectuées à l'IRMM et l'évaluation de Tagesen, bien que réduit, est toujours important ($\sim 30\%$) et d'origine inconnue. On peut toutefois signaler qu'une mesure indépendante (cf. IRMM 1994 [59] sur la figure 6.5) et des ajustements effectués, par des physiciens des réacteurs, sur des expériences intégrales [77] [78], vont aussi dans le sens d'une diminution de la section efficace par rapport aux évaluations actuelles.

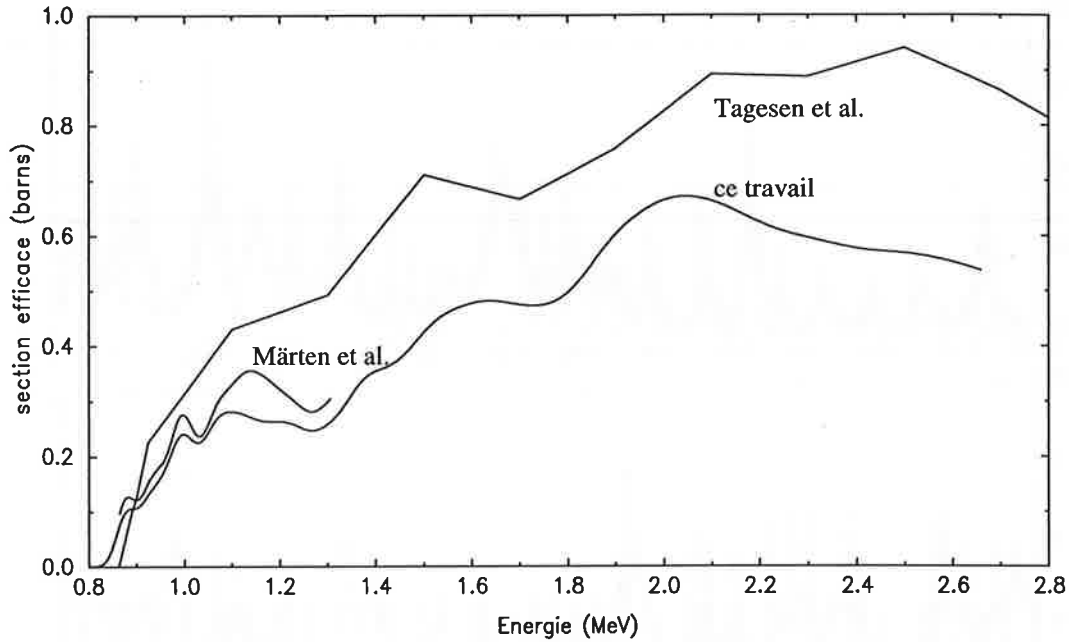


Figure 6.5: Sections efficaces totales (lissées) de diffusion inélastique.

Ces évaluations, basées sur de nombreuses mesures effectuées depuis une vingtaine d'années, sont cependant en accord (en terme de section efficace moyenne). Toutefois, les fluctuations en fonction de l'énergie, importantes pour la physique des réacteurs, sont plus ou moins bien décrites. Ces structures, mesurées à l'IRMM avec une très bonne résolution, peuvent être extraites des données sous la forme d'un "facteur de fluctuation", défini par [79]:

$$f_{\text{fluc}}^{\text{new}}(E) = \frac{\sigma_{\text{exp}}^{\text{cont}}(E)}{\sigma_{\text{exp}}^{\text{cont}}(E)}, \quad (6.1)$$

où $\sigma_{\text{exp}}^{\text{cont}}(E)$ est la section efficace expérimentale moyenne (lisse).

La structure fine déduite peut ensuite être intégrée dans la dernière évaluation disponible, via la formule:

$$\sigma_{\text{new}}(E) = \sigma_{\text{eval}}^{\text{cont}}(E) \times f_{\text{fluc}}^{\text{new}}(E), \quad (6.2)$$

où $\sigma_{\text{eval}}^{\text{cont}}(E)$ est la section efficace moyenne (lisse).

Une telle procédure [79], appliquée à l'évaluation de Tagesen et al. [74] [75], a conduit aux données renormalisées, visibles sur les figures 6.6(a et b).

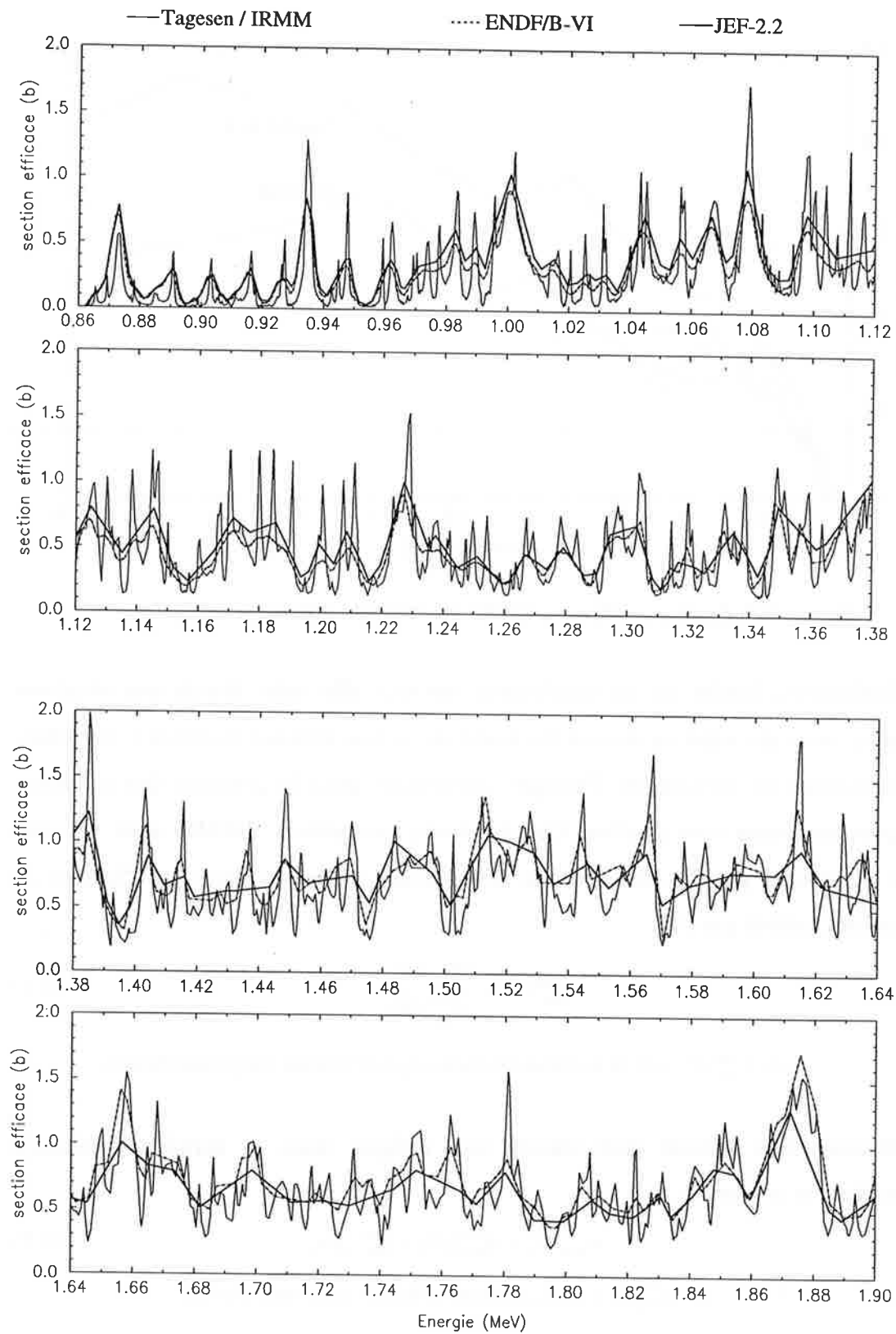


Figure 6.6(a): Nouvelles données comparées à JEF-2.2 et ENDF/B-VI.

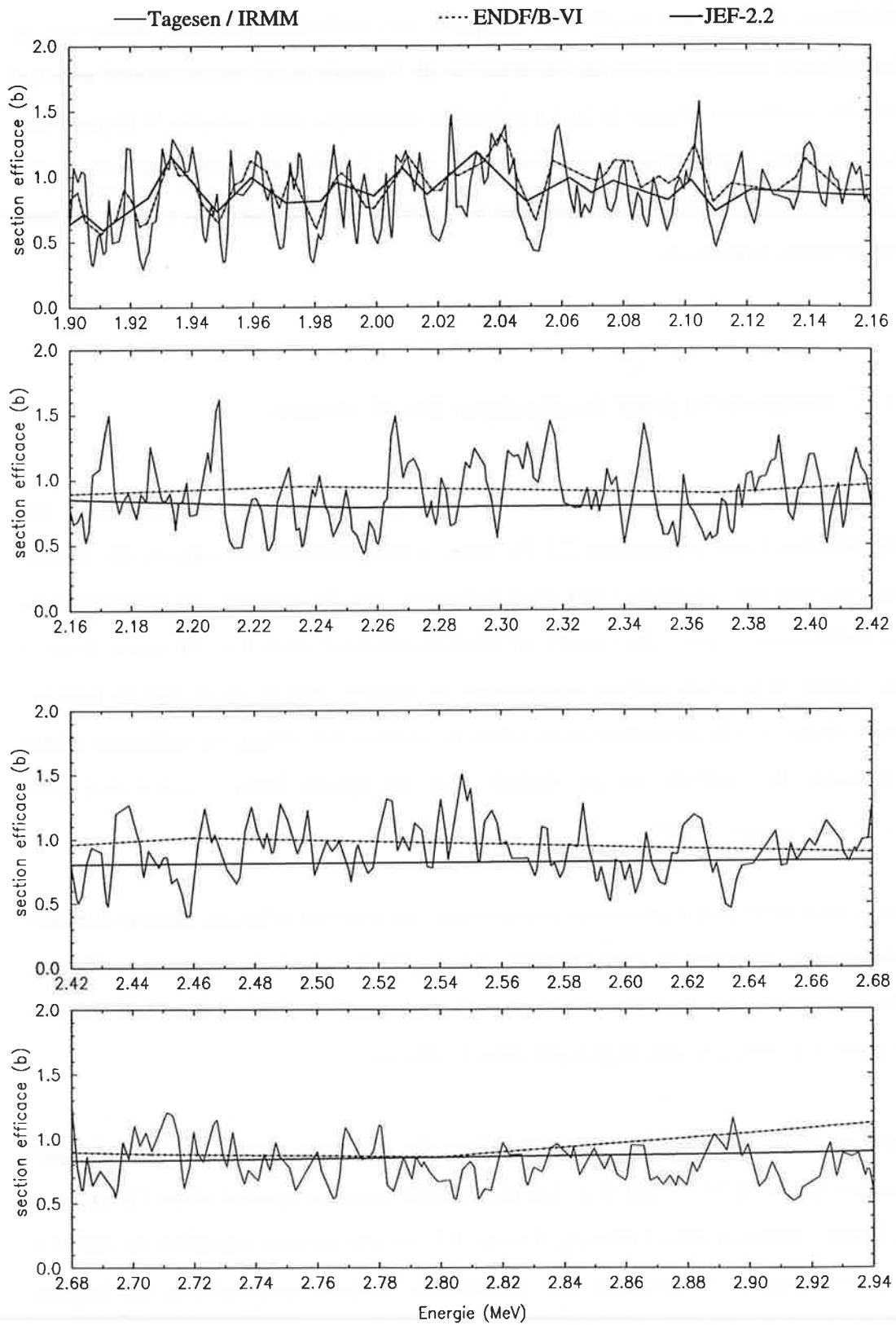


Figure 6.6(b): Nouvelles données comparées à JEF-2.2 et ENDF/B-VI.

La résolution obtenue est excellente, comparée aux anciennes données, tandis que la section efficace moyenne (celle de l'évaluation de Tagesen et al.) est en accord avec les évaluations existantes (figure 6.2). La précision statistique vaut environ 5 % pour des neutrons incident dont l'énergie se situe entre 2 et 3 MeV. Les fluctuations observées sont donc bien réelles, elles correspondent aux structures résonantes du noyau composé dans le domaine non résolu.

6.2.1 Conséquences pour la physique des réacteurs

Afin d'évaluer l'effet de l'amplitude des fluctuations des sections efficaces sur l'autoprotection (voir paragraphe 2.2.2), nous avons effectué des calculs du facteur d'autoprotection (cf. équation 2.50) pour différents jeux de données, de résolutions en énergie différentes, et pour des valeurs de dilution comprise entre 1 et 10^7 barns. Pour le fer, une valeur de la dilution d'environ un barn est réaliste dans le cas de calculs dans les blindages destinés à la radioprotection. Dans le réacteur lui-même, on utiliserait plutôt $\sigma_d \approx 20$ barns. Les calculs ont été réalisés pour un spectre blanc, c'est à dire avec $\tau(E) = C^{te}$ (cf. équation 2.49).

Le code CALENDF [81] a permis de reconstruire des sections efficaces dans le domaine des résonances résolues et non résolues, ainsi que le calcul des sections efficaces effectives, à partir des données nucléaires décrites dans le tableau 6.1. Les facteurs d'autoprotection obtenus sont regroupés dans le tableau 6.2.

Les cas 1 et 2 sont ceux traités par les physiciens des réacteurs à partir des bibliothèques de données ENDF/B-VI et JEF-2.2. Les paramètres moyens figurant dans l'évaluation JEF-2.2 sont constants avec l'énergie. Le cas 3.1 est une version modifiée de JEF-2.2, prenant en compte la variation des paramètres moyens (espacement et largeurs partielles) des résonances avec l'énergie; de nouvelles valeurs pour les fonctions densités ont aussi été utilisées. Les données du cas 3.1 ont été convoluées avec une gaussienne pour obtenir le cas 3.2, qui simule une mesure à haute résolution. Le dernier

cas rejoint le premier dans le sens où les données sont purement expérimentales. La section efficace totale a été mesurée par Berthold et al. [31], tandis que la section efficace de diffusion inélastique est celle obtenue au cours de ce travail.

Tableau 6.1: Données nucléaires utilisées avec le code CALENDF.

<i>Cas n°</i>	<i>Données</i>	<i>Remarques</i>
1	ENDF/B-VI	données ponctuelles
2	JEF-2.2	paramètres de résonances moyens
3 ^(a)	JEF-2.2 modifiée ^(b)	paramètres de résonances moyens modifiés
4	Expériences ^(c)	mesures à haute résolution

(a) on distingue deux cas: 3.1 et 3.2 (voir texte).

(b) modification des valeurs des fonctions densités et paramètres moyens variables avec l'énergie.

(c) cf. [31] pour la section efficace totale et ce travail pour la section efficace de diffusion inélastique.

On obtient des résultats similaires pour les cas numéro 3.2 et 4, ce qui est une indication de la validité de la modification effectuée dans le domaine non résolu de JEF-2.2.

En revanche, il existe une différence importante, pour la section efficace de diffusion inélastique, entre les cas 1 (ENDF/B-VI) et 4 (ce travail), qui s'explique par l'amélioration de la résolution. Dans les deux cas, on sous-estime l'autoprotection puisque la résolution expérimentale n'est jamais parfaite.

Pour ce qui est de la section efficace totale le résultat est à priori surprenant, puisqu'on trouve une autoprotection plus importante dans le cas 1 (ENDF/B-VI) que dans le 4 (Berthold et al. [31]), dont la résolution est pourtant meilleure. En examinant attentivement les sections efficaces, on s'aperçoit en fait que l'amplitude des fluctuations est plus élevée dans les données de ENDF/B-VI que dans celles de Berthold et al, ceci en raison de creux plus prononcés entre les résonances. Cette différence peut s'expliquer par un problème de normalisation dans l'une ou l'autre des expériences.

L'autoprotection est très faible, et certainement sous-estimée lorsqu'on utilise l'évaluation JEF-2.2 (cas n° 2), ceci peut-être dû à la mauvaise description des

résonances (en particulier l'espacement) dans le domaine non-résolu. La version modifiée de JEF-2.2 (cas n° 3.1) montre l'importance d'une bonne description des paramètres moyens.

Tableau 6.2: Facteurs d'autoprotection f calculés par le code CALENDF.

<i>Groupe n°</i>	<i>Cas n°</i>	<i>Totale</i>		<i>Diffusion inélastique</i>	
		$f(\sigma_d=1b)$	$f(\sigma_d=20b)$	$f(\sigma_d=1b)$	$f(\sigma_d=20b)$
1 (2.00-1.60 MeV)	1	0.92	0.99	0.97	1.00
	2	0.96	0.99	0.99	1.00
	3.1	0.69	0.94	0.80	0.93
	3.2	0.93	0.99	0.95	0.99
	4	0.93	0.99	0.95	0.99
2 (1.60-1.25 MeV)	1	0.89	0.98	0.97	1.00
	2	0.95	0.99	0.99	1.00
	3.1	0.75	0.96	0.78	0.96
	3.2	0.92	0.98	0.92	0.98
	4	0.91	0.98	0.94	0.99
3 (1.25-1.00 MeV)	1	0.83	0.97	0.93	0.99
	2	0.93	0.99	0.98	1.00
	3.1	0.82	0.96	0.71	0.96
	3.2	0.87	0.98	0.89	0.98
	4	0.87	0.98	0.88	0.98

Chapitre 7

Analyse

La densité des niveaux augmente de manière exponentielle avec l'énergie. Par conséquent, au-delà d'une certaine valeur (qui dépend du spin et du nombre de masse du noyau) les résonances ne peuvent plus être séparées expérimentalement. Il n'est donc plus possible d'ajuster, pour chaque niveau λ , les paramètres de résonances E_λ et $\Gamma_{\lambda c}$ sur les sections efficaces mesurées (en utilisant une des approximations de la théorie de la matrice R).

Par contre, il est toujours possible de déterminer les paramètres moyens pour l'espacement des niveaux, les largeurs réduites et la fonction densité. Pour cela, on doit supposer que les propriétés statistiques des niveaux nucléaires ne changent pas avec l'énergie d'excitation. Cette hypothèse étant admise, on peut créer des sections efficaces à partir des paramètres moyens et de leur distribution.

Afin d'introduire la notion de facteur de fluctuation des largeurs [82] (souvent noté WFF, pour "Width Fluctuation Factor"), considérons le modèle du noyau composé à deux voies. La section efficace moyenne, en négligeant l'interaction directe et les interférences entre les voies, est donnée par:

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle_{J,\Pi} = \frac{2\pi^2}{k^2} \frac{1}{D_{J,\Pi}} \left\langle \frac{\Gamma_c \Gamma_{c'}}{\Gamma} \right\rangle_{J,\Pi}, \quad c \neq c', \quad (7.1)$$

où c et c' sont les indices des voies d'entrée et de sortie et on note $\Gamma = \sum_{\alpha} \Gamma_{\alpha}$.

La moyenne est celle des résonances de spin parité J^{Π} sur un intervalle en énergie Δ suffisamment large pour que les interférences entre les résonances s'annulent en

moyenne. Le paramètre $D_{j,\Pi}$ représente l'espacement moyen des niveaux du noyau composé sur l'intervalle Δ . On a supposé que $\Delta \gg D \gg \langle \Gamma \rangle$.

Dans le domaine des résonances non résolues, on ne peut avoir accès qu'aux paramètres moyens $\langle \Gamma_c \rangle$ et $\langle \Gamma_{c'} \rangle$. Il est donc pratique d'introduire le facteur de fluctuation des largeurs, défini par:

$$W_{cc'} = \left\langle \frac{\Gamma_c \Gamma_{c'}}{\Gamma} \right\rangle \bigg/ \frac{\langle \Gamma_c \rangle \langle \Gamma_{c'} \rangle}{\langle \Gamma \rangle}. \quad (7.2)$$

La section efficace moyenne devient alors:

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle_{j,\Pi} = \frac{2\pi^2}{k^2} \left(\frac{1}{D} \frac{\langle \Gamma_c \rangle \langle \Gamma_{c'} \rangle}{\langle \Gamma \rangle} W_{cc'} \right)_{j,\Pi}. \quad (7.3)$$

Le facteur de fluctuation des largeurs $W_{cc'}$ est en général inférieur à l'unité pour des processus non-élastiques ($c \neq c'$), mais peut dépasser 1 dans certains cas [82] [83]. Dans le cas de la diffusion élastique, $W_{cc'}$ varie entre un et trois [84].

7.1 Corrélations entre les largeurs partielles

On peut écrire le facteur de fluctuation des largeurs sous une autre forme afin de mettre en évidence l'influence de la corrélation des largeurs partielles. La factorisation est la suivante [85]:

$$W_{cc'} = G_{cc'} C_{cc'} \quad (7.4)$$

avec:

$$G_{cc'} = \frac{\langle \Gamma_c \Gamma_{c'} / \Gamma \rangle}{\langle \Gamma_c \Gamma_{c'} \rangle / \langle \Gamma \rangle} \quad \text{et} \quad C_{cc'} = \frac{\langle \Gamma_c \Gamma_{c'} \rangle}{\langle \Gamma_c \rangle \langle \Gamma_{c'} \rangle}. \quad (7.5 - 7.6)$$

Ainsi le facteur $G_{cc'}$ dépend de la corrélation entre le produit $\Gamma_c \Gamma_{c'}$ et la somme $\Gamma = \Gamma_c + \Gamma_{c'}$. On peut montrer que si les largeurs partielles Γ_α obéissent à une loi du χ^2 avec ν_α degrés de liberté, alors $G_{cc'}$ peut s'exprimer sous la forme de l'intégrale suivante [85]:

$$G_{cc'} = \int_0^\infty dt \prod_\alpha \left(1 + \frac{2}{\nu_\alpha} \frac{\langle \Gamma_\alpha \rangle}{\langle \Gamma \rangle} t \right)^{-\left(\frac{1}{2} \nu_\alpha + \delta_{ac} + \delta_{ac'} \right)}, \text{ où } \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases}. \quad (7.7)$$

La contribution d'une voie de décroissance par émission gamma se traduirait par le facteur supplémentaire $\exp(-t \Gamma_\gamma / \langle \Gamma \rangle)$.

Des exemples de valeurs numériques pour $W_{cc'}$ sont donnés dans la figure 7.1. On considère le cas idéal sans corrélation entre les voies ($C_{cc'} = 1$), de largeurs partielles Γ_c et $\Gamma_{c'}$ obéissant à la loi de Porter-Thomas. On a alors:

$$W_{cc'}(A) = G_{cc'}(A) = \frac{1+A}{(1+\sqrt{A})^2}, \quad \text{avec } A = \frac{\langle \Gamma_{c'} \rangle}{\langle \Gamma_c \rangle}. \quad (7.8)$$

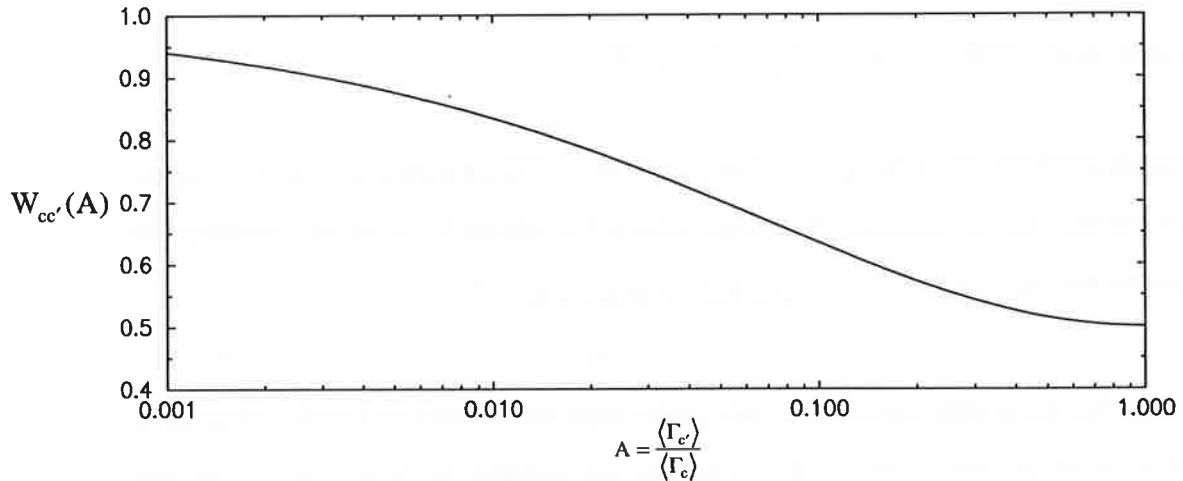


Figure 7.1: Facteur de fluctuation des largeurs.

Le facteur $C_{cc'}$ dépend de la corrélation entre les largeurs partielles associées aux voies c et c' . En supposant toujours que celles-ci suivent une loi du χ^2 , on montre que:

$$C_{cc'} = 1 + \frac{2 \rho_{cc'}}{\sqrt{v_c v_{c'}}}, \quad (7.9)$$

où $\rho_{cc'}$ est le coefficient de corrélation entre les largeurs partielles, défini par:

$$\rho_{cc'} = \frac{\sum_i (\Gamma_c^i - \langle \Gamma_c \rangle)(\Gamma_{c'}^i - \langle \Gamma_{c'} \rangle)}{\sqrt{\sum_i (\Gamma_c^i - \langle \Gamma_c \rangle)^2 \sum_i (\Gamma_{c'}^i - \langle \Gamma_{c'} \rangle)^2}}. \quad (7.10)$$

Il s'agit du coefficient de corrélation observé quand on travaille avec les paramètres des résonances. Du point de vue théorique, il est plus intéressant de considérer la corrélation entre les amplitudes γ_α des largeurs partielles $\Gamma_\alpha \propto \gamma_\alpha^2$.

Si on admet que:

- (i) il existe une relation linéaire entre les amplitudes γ_c et $\gamma_{c'}$,
- (ii) les distributions des amplitudes γ_c et $\gamma_{c'}$ sont gaussiennes,

on peut alors écrire [19]: $\rho(\gamma_c^2, \gamma_{c'}^2) \approx [\rho(\gamma_c, \gamma_{c'})]^2.$ (7.11)

Toutefois, la condition (ii) n'est pas toujours satisfaite [15], en particulier dans le cas de réactions induites par des protons [86]. Dans ce cas, l'équation (7.11) n'est pas adéquate mais il existe toujours un lien entre $\rho(\gamma_c^2, \gamma_{c'}^2)$ et $\rho(\gamma_c, \gamma_{c'})$.

Connaissant les propriétés statistiques des paramètres des résonances (voir paragraphe 2.1.2) et la variation avec l'énergie de ces paramètres moyens, on peut générer (par une méthode de Monte-Carlo) un jeu complet de paramètres (E_λ , $\Gamma_{\lambda 1}$, $\Gamma_{\lambda 2}$, ...) à partir desquels la théorie de la matrice R permet de reconstruire toutes les sections efficaces.

Ces paramètres, indépendants par construction, peuvent être corrélés par la suite. La référence [87] suggère que seule une corrélation positive est possible entre les largeurs partielles. Par exemple, on peut modifier la largeur de la voie de diffusion inélastique, notée Γ_n^S , afin d'introduire une corrélation avec la largeur de diffusion élastique, notée Γ_n^S , via la formule:

$$\tilde{\Gamma}_{n'} = \alpha (\Gamma_n^S + \Gamma_{n'}^C), \quad \text{avec } \Gamma_{n'}^C = \beta \Gamma_n^S \quad (7.12)$$

où α et β sont des constantes,

et $\tilde{\Gamma}_{n'}$ est la nouvelle largeur de diffusion inélastique.

Les largeurs partielles Γ_n^S et $\Gamma_{n'}^S$ ne sont pas corrélées, le "S" faisant référence à leurs propriétés purement statistiques, décrites au paragraphe 2.1.2. Le terme $\Gamma_{n'}^C$ introduit une corrélation linéaire entre les largeurs partielles Γ_n^S et $\tilde{\Gamma}_{n'}$.

On peut noter qu'il n'existe pas de formule théorique exacte décrivant la corrélation entre les largeurs, pour cette raison l'équation (7.12) n'est pas unique et d'autres formes existent dans la littérature [19].

Pour conserver les valeurs moyennes ($\langle \tilde{\Gamma}_{n'} \rangle = \langle \Gamma_n^S \rangle$), on impose au coefficient α de vérifier la relation de normalisation:

$$\alpha = \left(1 + \beta \frac{\langle \Gamma_n^S \rangle}{\langle \Gamma_{n'}^S \rangle} \right)^{-1}. \quad (7.13)$$

Le coefficient de corrélation entre les largeurs partielles est alors donné par:

$$\rho(\tilde{\Gamma}_{n'}, \Gamma_n^S) = \left(1 + \frac{1}{\beta^2} \frac{\text{var}(\Gamma_{n'}^S)}{\text{var}(\Gamma_n^S)} \right)^{-1}. \quad (7.14)$$

En se plaçant dans le cas général où les largeurs partielles sont distribuées selon une loi du χ^2 à ν degrés de liberté, on a:

$$\text{var}(\Gamma_c) = \frac{2}{\nu_c} \langle \Gamma_c \rangle^2, \quad (7.15)$$

et enfin:

$$\rho(\tilde{\Gamma}_{n'}, \Gamma_n^S) = \left(1 + \frac{\nu_n}{\nu_{n'}} \left(\frac{1}{\beta} \frac{\langle \Gamma_{n'}^S \rangle}{\langle \Gamma_n^S \rangle} \right)^2 \right)^{-1}. \quad (7.16)$$

Dans la majorité des cas $\nu_n = \nu_{n'} = 1$ et on peut écrire:

$$\rho(\tilde{\Gamma}_{n'}, \Gamma_n^S) = \left(1 + \left(\frac{1}{\beta} \frac{\langle \Gamma_{n'}^S \rangle}{\langle \Gamma_n^S \rangle} \right)^2 \right)^{-1}. \quad (7.17)$$

On peut observer l'effet de la corrélation sur le facteur de fluctuation des largeurs via la section efficace moyenne. Le tableau 7.1 montre les résultats de calculs effectués, avec le code SAMMY [71] (approximation de Reich-Moore de la théorie de la matrice R), pour quelques valeurs du coefficient de corrélation $\rho_{nn'}$. Les paramètres de résonances aléatoires utilisés dans SAMMY ont été obtenus via le code CALENDF [81] à partir d'une version modifiée de la bibliothèque de données JEF-2.2 (cf. paragraphe 6.2.1).

Tableau 7.1: Section efficace moyenne de diffusion inélastique (en barn).

Energie (MeV)	$\rho_{nn'} = 0$	$\rho_{nn'} = 0.05$	$\rho_{nn'} = 1/4$	$\rho_{nn'} = 1/2$
0.9 - 1.1	0.308	0.420 (36.4 %)	0.504 (63.6 %)	0.553 (79.5 %)
1.1 - 1.3	0.421	0.525 (24.7 %)	0.601 (42.7 %)	0.645 (53.2 %)
1.3 - 1.5	0.497	0.608 (22.3 %)	0.692 (39.2 %)	0.741 (49.1 %)
1.5 - 1.7	0.487	0.592 (21.6 %)	0.667 (37.0 %)	0.709 (45.6 %)
1.7 - 1.9	0.466	0.556 (19.3 %)	0.622 (33.5 %)	0.660 (41.6 %)
1.9 - 2.1	0.430	0.529 (23.0 %)	0.587 (36.5 %)	0.616 (43.2 %)

La section efficace totale est inchangée à 2 % près, tandis que celle de diffusion inélastique croît fortement lorsque la corrélation augmente. Le taux d'accroissement par rapport au cas sans corrélation ($\rho_{nn'} = 0$) figure entre parenthèses.

D'autre part, les sections efficaces totale et inélastique mesurées à Geel avec une haute résolution en énergie peuvent, après analyse, fournir des informations sur la corrélation entre les voies.

Dans le domaine résolu, il est possible d'ajuster les paramètres des résonances sur les données expérimentales en utilisant des codes de calcul tel que SAMMY [71] ou REFIT [72]. On obtient ainsi un jeu complet de largeurs partielles dont il est facile de calculer les corrélations.

7.2 Corrélations moyennes

Dans le domaine non résolu, on doit procéder de manière indirecte via les sections efficaces elles-mêmes.

Pour étudier correctement les corrélations entre les fluctuations des sections efficaces totale et inélastique, il faut s'assurer que la résolution et les échelles en énergie de ces données sont identiques. Le critère choisi pour quantifier le respect de ces conditions est justement le coefficient de corrélation entre les fluctuations. En effet, puisque $\rho_{\sigma}^{\text{exp}} \geq 0$, la corrélation est maximale lorsque les résonances sont à la même position et que leur largeur à mi-hauteur est identique. La section efficace ayant la meilleure résolution est convoluée avec une gaussienne d'écart type $\sigma(E) = \sqrt{a} E$. Le décalage en énergie est corrigé au moyen d'une loi linéaire: $E' = \alpha E + \beta$. Les coefficients a , α et β sont ajustés afin d'avoir une corrélation maximale dans un intervalle $\Delta E = 200 \text{ keV}$, où l'on admet que la correction linéaire sur les énergies est une approximation suffisante.

Considérons à nouveau le modèle du noyau composé. Dans la suite, on négligera la largeur partielle de capture radiative devant les largeurs partielles de diffusions élastique et inélastique. Si on néglige aussi les interférences entre les voies, la variation des sections efficaces en fonction des largeurs partielles est approximativement:

$$\sigma_{\text{totale}} - \sigma_p \propto \Gamma_n, \quad \text{où } \sigma_p \text{ est la diffusion potentielle,} \quad (7.18)$$

$$\text{et } \sigma_{n,n'} \propto \frac{\Gamma_n \Gamma_{n'}}{\Gamma_n + \Gamma_{n'}}. \quad (7.19)$$

La corrélation expérimentale entre les fluctuations des sections efficaces totale et inélastique, est donc:

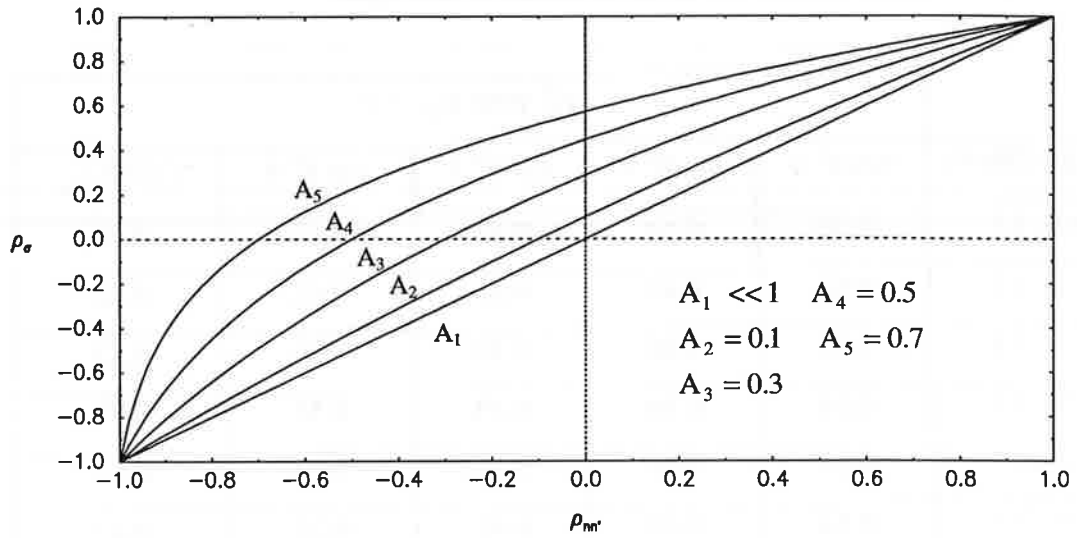
$$\rho_{\sigma}^{\text{exp}} = \frac{\sum_i (\sigma_{\text{tot}}^i - \langle \sigma_{\text{tot}} \rangle) (\sigma_{\text{inel}}^i - \langle \sigma_{\text{inel}} \rangle)}{\sqrt{\sum_i (\sigma_{\text{tot}}^i - \langle \sigma_{\text{tot}} \rangle)^2 \sum_i (\sigma_{\text{inel}}^i - \langle \sigma_{\text{inel}} \rangle)^2}} \approx \rho(\Gamma_n, \Gamma_n \Gamma_{n'} / (\Gamma_n + \Gamma_{n'})). \quad (7.20)$$

Les calculs conduisant à la corrélation $\rho_{nn'} = \rho(\Gamma_n, \Gamma_{n'})$ entre les largeurs partielles sont détaillés dans l'annexe J. Dans le cadre idéal de la loi de Porter-Thomas, on obtient les relations suivantes:

$$\rho_{nn'} = -A(1 - \rho_{\sigma}^2) + |\rho_{\sigma}| \sqrt{1 - A^2(1 - \rho_{\sigma}^2)}, \quad (7.21)$$

$$\text{et } \rho_{\sigma} = \frac{A + \rho_{nn'}}{\sqrt{1 + A^2 + 2 \rho_{nn'} A}} \quad \text{avec } A = \langle \Gamma_{n'} \rangle / \langle \Gamma_n \rangle. \quad (7.22)$$

La figure 7.2 illustre la variation, dans le cadre de ce modèle, de $\rho(\Gamma_n, \Gamma_n \Gamma_{n'} / (\Gamma_n + \Gamma_{n'}))$ en fonction de $\rho(\Gamma_n, \Gamma_{n'})$ pour quelques valeurs de A.


 Figure 7.2: Variation de ρ_σ en fonction de $\rho_{nn'}$.

On remarque qu'une corrélation positive, $\rho_{nn'} \geq 0$, entre les largeurs partielles Γ_n et $\Gamma_{n'}$ ne peut être constatée que si:

$$\rho_\sigma^{\text{exp}} \geq \frac{A}{\sqrt{1+A^2}} = \begin{cases} 0.10 & \text{si } A = 0.1 \\ 0.30 & \text{si } A = 0.3 \\ 0.45 & \text{si } A = 0.5 \\ 0.57 & \text{si } A = 0.7 \end{cases} \quad \text{avec } A = \frac{\langle \Gamma_{n'} \rangle}{\langle \Gamma_n \rangle}. \quad (7.23)$$

D'autre part, une petite incertitude sur la valeur de ρ_σ^{exp} sera amplifiée lors du calcul (ou de l'ajustement) de $\rho_{nn'}$. A titre d'exemple, pour $A = 0.5$, si $\rho_\sigma^{\text{exp}} = 0.60 \pm 0.03$ (soit 5 % d'incertitude relative) alors $\rho_{nn'} = 0.23 \pm 0.05$ (soit 22 %).

Les paramètres de résonances calculés, dans le domaine non résolu, au moyen du code CALENDF [81] (cf. paragraphe 7.1) peuvent être utilisés pour créer des sections efficaces totale et inélastique, dont on peut aussi calculer le coefficient de corrélation ρ_σ^{th} (cf. équation 7.20). Le tableau 7.2 présente ces résultats théoriques pour quatre jeux différents de nombre aléatoires.

Tableau 7.2: Corrélations entre les sections efficaces théoriques.

Energie (MeV)	$\rho_{\sigma}^{\text{th}}$ pour $\rho_{nn'} = 0$				
	cas n° 1	cas n° 2	cas n° 3	cas n° 4	$\langle \rho_{\sigma}^{\text{th}}(E) \rangle_{\text{stat}}$
0.9 - 1.1	0.59	0.54	0.65	0.63	0.60
1.1 - 1.3	0.61	0.41	0.65	0.42	0.52
1.3 - 1.5	0.56	0.66	0.54	0.39	0.53
1.5 - 1.7	0.51	0.38	0.43	0.55	0.47
1.7 - 1.9	0.53	0.44	0.58	0.53	0.52
1.9 - 2.1	0.54	0.48	0.41	0.27	0.43
$\langle \rho_{\sigma}^{\text{th}} \rangle_E$	0.56	0.49	0.54	0.46	0.51 ± 0.02

Cette valeur ($\rho_{\sigma}^{\text{th}} = 0.51$), obtenue pour une corrélation nulle entre les largeurs partielles ($\rho_{nn'} = 0$), permet de déduire le coefficient $A = \langle \Gamma_{n'} \rangle / \langle \Gamma_n \rangle$ en utilisant l'équation (7.22).

On a ainsi:

$$A = \frac{|\rho_{\sigma}|}{\sqrt{1 - \rho_{\sigma}^2}}, \quad \text{soit pour } \rho_{\sigma} = 0.51, \quad A = \frac{\langle \Gamma_{n'} \rangle}{\langle \Gamma_n \rangle} \approx 0.59. \quad (7.24)$$

En tenant compte de cette valeur de A , on peut calculer la corrélation $\rho_{nn'}$ entre les largeurs partielles à partir de la corrélation ρ_{σ} entre les section efficaces mesurées. Ceci grâce à l'équation (7.21). Les résultats sont regroupés dans le tableau 7.3.

La corrélation observée entre les sections efficaces mesurées ($\rho_{\sigma}^{\text{exp}} = 0.59 \pm 0.02$) est différente de celle obtenue par simulation Monte-Carlo ($\rho_{\sigma}^{\text{th}} = 0.51 \pm 0.02$) pour une corrélation nulle entre les largeurs partielles.

Tableau 7.3: Corrélations entre les sections efficaces mesurées.

Energie (MeV)	$\rho_{\sigma}^{\text{exp}}$	$\rho_{nn'}$ pour A = 0.59
0.9 - 1.1	0.58	0.12
1.1 - 1.3	0.63	0.20
1.3 - 1.5	0.50	-0.01
1.5 - 1.7	0.64	0.22
1.7 - 1.9	0.60	0.15
1.9 - 2.1	0.58	0.12
$\langle \rho \rangle_E$	0.59 ± 0.02	0.13 ± 0.03

On peut tenter d'estimer quelle corrélation $\rho_{nn'}$ entre les largeurs partielles permettrait de retrouver la valeur expérimentale. Pour cela, les calculs montrés dans le tableau 7.2 ont été repris pour différentes valeurs de $\rho_{nn'}$:

$$\text{si } \rho_{nn'} = 0.13, \quad \text{alors } \rho_{\sigma}^{\text{th}} = 0.70,$$

$$\text{si } \rho_{nn'} = 0.05, \quad \text{alors } \rho_{\sigma}^{\text{th}} = 0.67.$$

Le premier résultat montre que le modèle, développé ci-dessus, surestime la valeur de $\rho_{nn'}$ calculée à partir de $\rho_{\sigma}^{\text{exp}}$. Le second résultat, quant à lui, est assez déroutant et semble indiquer que seule une corrélation très faible entre les largeurs partielles permettrait de retrouver la valeur expérimentale.

Toutefois, l'introduction d'une même corrélation entre les largeurs partielles, quel que soit le spin de l'état considéré, n'est pas réaliste si on admet que cette corrélation découle de l'existence d'états intermédiaires (cf. paragraphe 2.1.3) lors de la formation du noyau composé. En effet, la création de ces configurations simples, communes à plusieurs voies de décroissance, est plus ou moins probable selon le spin de l'état excité.

En d'autres termes, la seule certitude est la différence observée entre les corrélations expérimentale ($\rho_{\sigma}^{\text{exp}} = 0.59 \pm 0.02$ pour $\rho_{nn'} = \rho_{nn'}^{\text{exp}}$) et théorique ($\rho_{\sigma}^{\text{th}} = 0.51 \pm 0.02$ pour $\rho_{nn'} = 0$), qui indique que, en moyenne, $\rho_{nn'}^{\text{exp}} \neq 0$.

Chapitre 8

Conclusions

La section efficace de diffusion inélastique de neutrons sur le ^{56}Fe a été obtenue avec une résolution très supérieure aux mesures antérieures. Les difficultés inhérentes à ce type de mesure (relative), associées aux corrections apportées lors du dépouillement, ne permettent pas d'aboutir à une grande précision sur la valeur absolue de la section efficace. Toutefois, les fluctuations observées ne dépendent pas des corrections effectuées et ont déjà pu être utilisées par les évaluateurs.

Une solution pour contourner les problèmes liés au dépouillement est de séparer la mesure des fluctuations de celle de la valeur absolue de la section efficace. Chacune de ces expériences peut alors être optimisée, pour la résolution en temps de vol des neutrons, ou celle en énergie des rayons gamma détectés. Une mesure absolue de la section efficace, avec un accélérateur de type Van de Graaff, est en préparation à l'IRMM.

L'étude des corrélations entre les sections efficaces a montré que la corrélation moyenne entre les voies de diffusion élastique et inélastique n'était pas nulle. Une analyse des sections efficaces, pour en extraire les paramètres de chaque résonance, permettra d'étudier directement la corrélation, en fonction du spin, entre les largeurs partielles associées à ces deux modes de décroissance et pourrait apporter de nouveaux éléments. Cette analyse, basée sur le formalisme de la matrice R, devrait aussi contribuer à résoudre les désaccords de normalisation aussi bien sur la section efficace totale que sur celle de diffusion inélastique.

Références bibliographiques

- [1] E.P. Wigner et L. Eisenbud, Phys. Rev., **72** (1947) 29.
- [2] A.M. Lane et R.G. Thomas, "R-matrix theory of nuclear reactions", Rev. Mod. Phys. **30** (1958) 257.
- [3] E.P. Wigner, J. Am. Phys. Soc., **17** (1949) 99.
- [4] M.S. Moore, "Fundamentals and approximations of multilevel resonance theory for reactor physics application", Proc. Nuclear theory for applications, Trieste 1978, (IAEA-SMR-43).
- [5] E.P. Wigner, Phys. Rev. **70** (1946) 606.
- [6] T. Teichmann, E.P. Wigner, Phys. Rev. **87** (1952) 123.
- [7] C.W. Reich et M.S. Moore, Phys. Rev. **111** (1958) 929.
- [8] C.E. Porter et R.G. Thomas, "Fluctuations of nuclear reaction widths", Phys. Rev. **104** (1956) 483.
- [9] J.B. Garg, Proc. Conf. on "Statistical properties of nuclei", New York 1971, Plenum Press 1972.
- [10] A. Gilbert et A.G.W. Cameron, Canadian Journal of Physics, **43** (1965) 1446.
- [11] W. Dilg et al., Nuc. Phys., **A217** (1973) 269.
- [12] M.L. Mehta et M. Gaudin, Nucl. Phys. **18** (1960) 420.
- [13] E.P. Wigner, Proc. Conf. on Neutron Physics by time-of-flight, gatlinburg 1956, p. 59. Oak Ridge National Laboratory report, ORNL-2309.
- [14] A.M. Lane, "Nuclear reactions caused by neutrons", Conf. on Neutron and its Applications, Cambridge 1982, p. 125.
- [15] A. Pandita et H.M. Agrawal, "Statistical analysis of s-wave neutron reduced widths", J. Phys. Soc. Jap. **61** (1992) 3524.
- [16] B. Block et H. Feshbach, Ann. Phys. (NY) **23** (1963) 47.
- [17] A.M. Lane, "Correlations between partial widths of different channels", Conf. on Statistical Properties of Nuclei, New York 1971, p. 271.
- [18] A.M. Lane, "Non-statistical effects in neutron resonance capture", Phys. Letters

- 31B** (1970) 344.
- [19] A.M. Lane, "Partial width correlations and common doorway states", *Ann. Phys.* **63** (1971) 171.
 - [20] B.J. Allen, *Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology*, Antwerp 1982, p707.
 - [21] H. Beer et R.R. Spencer, *Nucl. Phys.* **A240** (1975) 29.
 - [22] L.L. Litvinski et al., *Phys. At. Nucl.* **56(1)** (1993) 17.
 - [23] L.L. Litvinski et al., *Nucl. Phys.* **A586** (1995) 240.
 - [24] S. Ion, "Nuclear data and the nuclear fuel cycle", *Conf. on Nuclear Data for Science and Technology*, Trieste 1997.
 - [25] J. Bussac et P. Reuss, "Traité de neutronique", Hermann 1978.
 - [26] "Cross section fluctuations and self-shielding effects in the URR", rapport OECD-NEA/WPEC-15, 1996.
 - [27] M. Gallina et L. Petrizzi, "Generation of MCNP library for ^{56}Fe of JEF-2.3 from Geel data", EFF2 Meeting, Paris, Décembre 1994, EFF-DOC-369.
 - [28] A. Hogenbirk et al., "Validation of the EFF-3.0 evaluation for ^{56}Fe ", Nov. 1995, ECN-R--95-019, EFF-DOC-382, JEF/DOC-560.
 - [29] P. Ribon et M. Moreau, "Needs for improvement of ENDF/B-VI resonance region formats and procedures", *Int. Symp. on Nuclear Data Evaluation Methodology*, Brookhaven, Oct. 1992, Editeur Charles L. Dunford 1993.
 - [30] M. Moreau, "Influence de certains paramètres statistiques et du choix du formalisme sur le facteur d'autoprotection", rapport de stage DMT/92/603-SERMA/LENR/1423 (1992).
 - [31] K. Berthold et al., "Very high resolution measurements of the total cross section of natural iron", *Conf. on Nuclear Data for Science and Technology*, Gatlinburg 1992, p. 218.
 - [32] K. Berthold, communication privée (1994).
 - [33] W.R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer-Verlag 1994.
 - [34] G.F. Knoll, "Radiation detection and measurement", J. Wiley & sons 1989.

- [35] J.A. Harvey, "Experimental neutron resonance spectroscopy", Academic Press 1970.
- [36] E. Segrè, "Experimental nuclear physics", J. Wiley & sons 1961.
- [37] S. Humphries Jr, "Principles of charged particle acceleration", J. Wiley & sons 1986.
- [38] R.B. Neal, "The Stanford two-miles accelerator", Benjamin 1968.
- [39] A. Septier, "Focusing of charged particles", Academic Press 1967.
- [40] P. Lapostolle, "Introduction à l'étude des accélérateurs linéaires", CERN 1966.
- [41] D. Boussard, "Les accélérateurs de particules", Que sais-je?, PUF 1984.
- [42] K.H. Böckhoff et al., Nucl. Sci. Eng. **106** (1990) 192.
- [43] G. Kim et al., "Proposed neutron facility using 100-MeV electron linac at Pohang Accelerator Laboratory", Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste 1997.
- [44] "The National Spallation Neutron Source", Transaction of the ANS, vol. 76, pp. 377-384.
- [45] A. Bensussan et J-M. Salomé, NIM, **155** (1978) 11.
- [46] D. Tronc et al., NIM **228** (1985) 217.
- [47] J-M. Salomé et R. Cools, NIM **179** (1981) 13.
- [48] C. Coceva et M. Magnani, communication privée (1994).
- [49] J-M. Salomé, communication privée (1995).
- [50] E.R. Cohen and B.N. Taylor, Rev. Mod. Phys. **59** (1987) 1121.
- [51] C. Coceva, "Neutron energy standards" in Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements, rapport OECD-NEA/NDC-311U, H. Condé 1992.
- [52] F.D. McDaniels, "Neutron scattering cross section from (n,n') and (n,n'γ) methods - A comparison", Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Knoxville 1979, p. 135.
- [53] Z.W. Bell, J.K. Dickens, D.C. Larson, J.H. Todd, "Neutron induced gamma-ray production in ^{57}Fe for incident neutron energy between 0.16 and 21 MeV", Nucl. Sci. Eng., **84** (1983) 12.
- [54] G.I. Crawford et al., "Inelastic neutron scattering from ^{89}Y ", 4th (n,γ) Int. Symp., Grenoble 7-11 September 1981, p. 177.

- [55] K. Wisshak et F. Käppeler, "Large Barium Fluoride detectors", NIM **227** (1984) 91.
- [56] E. Sheldon et D.M. Van Patter, "Compound inelastic nucleon and gamma-ray angular distributions for even and odd mass nuclei", Rev. Mod. Phys., **38** (1966) 143.
- [57] W.E. Kinney et F.G. Perey, "High-resolution fast-neutron gamma-ray production cross sections for iron up to 2100 keV", Nucl. Sci. Eng. **63** (1977) 418.
- [58] D.J. Donahue et R.D. Roberts, "Angular distributions of gamma-rays from (n,n' γ) reactions in ^{24}Mg and ^{56}Fe ", Nucl. Phys. **50** (1964) 641.
- [59] H. Märten et al., communication privée (1995).
- [60] S. de Jonge, communication privée (1987).
- [61] C. Bastian et al., "Real-time multiparametric analysis in a single processor", 9th Conf. on Real-Time Computer Applications in Nuclear, Particle and Plasma Physics, East Lansing, Mai 1995.
- [62] CEA-DAMRI/LMRI, référence 9CH04-EGE A10.
- [63] T. Nakamura, NIM **105** (1972) 77.
- [64] M. Belluscio et al., NIM **118** (1974) 553.
- [65] MCNP- A General Monte-Carlo N-Particle Transport Code, Version 4A, Los Alamos National Laboratory, rapport LA-12625-M, Novembre 1993.
- [66] J.L. Fowler et J.E. Brolley, Rev. Mod. Phys. **28** (1956) 103.
- [67] R.A. Schrack et al., "A relative measurement of the $^{10}\text{B}(n,\alpha_1\gamma)^7\text{Li}$ cross section between 0.2 and 4.0 MeV", Nucl. Sci. Eng. **114** (1993) 352.
- [68] B. de la Roche, communication privée (1997).
- [69] J. Raynal, "Notes on ECIS95", Note CEA-N-2772, Septembre 1994.
- [70] S.F. Mughabghab, "Neutron cross sections, vol. 1, Neutron resonance parameters and thermal cross sections", 1994.
- [71] N.M. Larson, "Updated users' guide for SAMMY: multilevel R-matrix fits to neutron data using Bayes' equations", Sept. 1996, rapport ORNL/TM-9179/R3.
- [72] M.C. Moxon, "REFIT- A least square fitting program for resonance analysis of neutron transmission and capture data", Laboratoire de Harwell, Avril 1991, rapport AEA-InTec-0470.

- [73] S.I. Kafala et T.D. MacMahon, "Description of cross sections and resonance parameters evaluation for ^{56}Fe ", Mars 1996, JEF/DOC-631.
- [74] H. Vonach et al., "Evaluation of the fast neutron cross section of ^{56}Fe , including complete covariance information", Phys. Dat. **13-7** (1992).
- [75] V. Pronyaev et al., "Evaluations of the fast neutron cross sections for ^{52}Cr and ^{56}Fe , including complete covariance information", Phys. Dat. **13-8** (1995).
- [76] V. Pronyaev et S. Tagesen, Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Gatlinburg 1994, p. 610.
- [77] E. Fort, M. Salvatores, "JEF2 Validation, Methodology-Present results-Future plans", Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Gatlinburg 1994, p. 768.
- [78] E. Fort, communication privée (1997).
- [79] A.J. Koning et al., "Fluctuation factors in the EFF-3.0 file for ^{56}Fe ", Juillet 1995, ECN-R--95-018, EFF-DOC-381.
- [80] A. Trkov, M. Herman, S. Masetti, "Current status of the ^{56}Fe evaluated nuclear data file", Décembre 1997, JEF/DOC-716.
- [81] P. Ribon, "CALENDF et les programmes associés", rapport DMT/94-332 (1994).
- [82] H. Gruppelaar et G. Reffo, "Some properties of the width fluctuation factor", Nucl. Sci. Eng. **62** (1977) 756.
- [83] P.A. Moldauer, Phys. Rev., **14** (1976) 764.).
- [84] P.A. Moldauer, "Average Compound-Nucleus cross section", Rev. Mod. Phys. **36-4** (1964) 1079.
- [85] P.A. Moldauer, "Statistical theory of neutron nuclear reactions", Proc. Nuclear theory for applications, Trieste 1978, (IAEA-SMR-43).
- [86] J.F. Shriner Jr, "Test of the reduced width amplitude distribution from proton resonance studies", Phys. Rev. C **32** (1985) 694.
- [87] T.J. Krieger et C.E. Porter, Journal of Mathematical Physics, **4-10** (1963) 1272.
- [88] G.D. James, "Neutron energy standards", Proc. of the Int. Symp. on Neutron Standards and Applications, Gaithersburg, Mars 1977.
- [89] J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics",

- J. Wiley and sons (1952).
- [90] M. Suffert, "Nouveaux scintillateurs et techniques associées",
Instrumentation en Physique Nucléaire et en Physique des Particules,
C.R. de l'école Joliot Curie de Physique Nucléaire, Maubuisson, France, 1988.
- [91] S.L. Meyer, "Data analysis for scientists and engineers", J. Wiley & sons 1975.
- [92] P. Fröbrich et R. Lipperheide, "Theory of Nuclear Reactions",
Oxford University Press 1996.
- [93] J.E. Lynn, "The theory of neutron resonance reactions",
Oxford University Press 1968.
- [94] Handbook of Chemistry and Physics, 77th edition, CRC Press 1996.
- [95] Table of Isotopes, eighth edition, J. Wiley & sons 1996.

Liste des figures

2.1	Illustration de l'autoprotection des résonances	29
2.2	Section efficace de capture du ^{56}Fe	32
2.3	Extrait des sections efficaces totale et de diffusion inélastique du ^{56}Fe	33
3.1	L'accélérateur linéaire d'électrons de Geel, GELINA	37
3.2	Principe de l'aimant de compression	38
3.3	Vue de la cible et du modérateur	40
3.4	La salle des cibles de GELINA	41
3.5	Vue des bases de vol de la source de neutrons de l'IRMM	42
3.6	Energies classique (E_c) et relativiste (E_r).....	46
3.7	Flash gamma	50
3.8	Signaux "temps de vol" et "amplitude" en fonction du temps	51
3.9	Schéma de décroissance radioactive du ^{226}Ra	53
3.10	Spectres en amplitude du bruit de fond des quatre scintillateurs (BaF_2)	54
3.11	Section efficace de diffusion inélastique de ^{56}Fe	56
3.12	Distributions angulaires normalisées sur la valeur à 90°	56
3.13	Schéma (simplifié) de la piste de vol.....	58
3.14	Notion de recouvrement.....	59
3.15	Vues de profil et de face des détecteurs.....	61
3.16	Schéma (simplifié) du dispositif électronique	62
3.17	Comptage dans les ailes du pic et illustration de l'efficacité du test	66
3.18	Visualisation du temps mort sur le spectre du fer.....	67
4.1	Spectres en amplitude pour ^{51}Cr , ^{113}Sn , ^{85}Sr , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{65}Zn	70
4.2	Efficacité absolue d'absorption totale en fonction de l'énergie des radiations.....	73
4.3	Spectre en temps de vol mesuré et transmission du graphite	75
5.1	Histogramme 2D, Temps de vol \times Amplitude.....	79
5.2	Exemple de spectre en amplitude pour des neutrons de 1.9 à 2.1 MeV	85
5.3	Correction de temps mort pour le spectre du fer	89

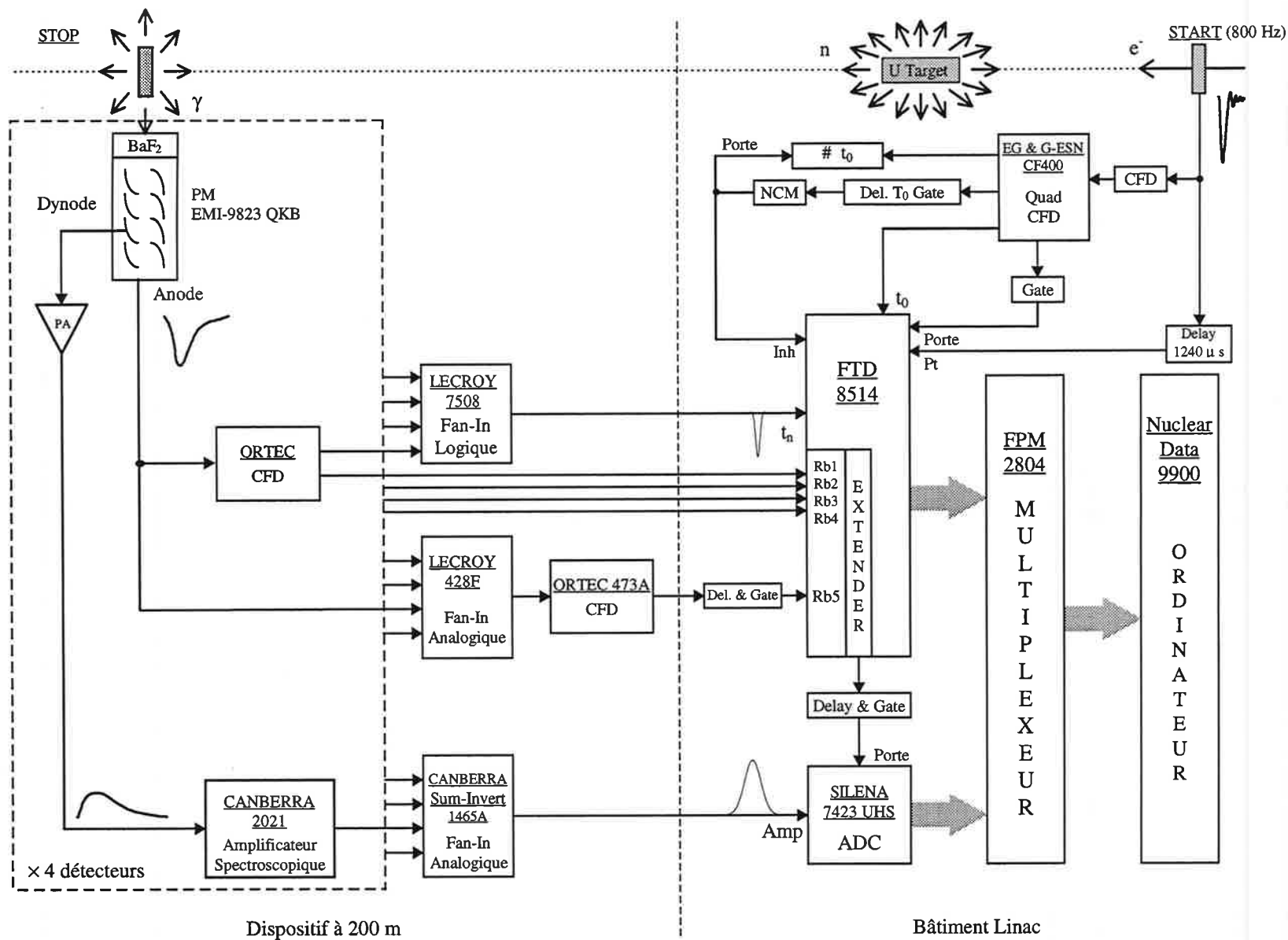
5.4	Schéma des échantillons et de l'un des détecteurs	90
5.5	Réaction de diffusion dans le système du laboratoire	94
5.6	Transmissions des deux principaux constituants de l'air	97
5.7	Transmission du fer entourant la source de neutrons	98
5.8	Transmission du carbone des fenêtres en mylar	98
5.9	Diffusion inélastique via un noyau composé	100
6.1	Sections efficaces de diffusion inélastique sur le ^{10}B	106
6.2	Sections efficaces de diffusion inélastique sur le ^{56}Fe	107
6.3	Sections efficaces différentielles (lissées) de diffusion inélastique	107
6.4	Distributions angulaires calculées pour des neutrons de 1 MeV	108
6.5	Sections efficaces totales (lissées) de diffusion inélastique	109
6.6	Nouvelles données comparées à JEF-2.2 et ENDF/B-VI	110
7.1	Facteur de fluctuation des largeurs	117
7.2	Variation de ρ_σ en fonction de $\rho_{nn'}$	123
A.1	Schéma (détaillé) du dispositif électronique	141
C.1	Synchronisation des signaux "temps de vol" et "amplitude"	145
D.i	Schémas des premiers niveaux de ^{56}Fe , ^7Li , ^{10}B , ^{138}Ba et ^{27}Al	147
E.1	Dispositif expérimental pour une mesure de diffusion inélastique	151
E.2	Dispositif expérimental pour une mesure de transmission	154
F.1	La force électrostatique	157
F.2	Forces appliquées à un faisceau de particules	159
F.3	Structure Sloan-Lawrence	161
F.4	Principe du regroupement des particules	162
F.5	Schéma d'un accélérateur linéaire à électrons	164
H.1	Somme de deux gaussiennes séparées par leur largeur à mi-hauteur	173

Liste des tableaux

3.1	Paramètres de fonctionnement de l'accélérateur linéaire de Geel (GELINA)	42
3.2	Principales caractéristiques des échantillons utilisés.....	60
4.1	Détail des principales mesures effectuées.....	69
4.2	Caractéristiques des sources de rayons gamma utilisées	71
4.3	Résultats des mesures de l'efficacité absolue des détecteurs.....	73
5.1	Spectres en amplitude pour différentes énergies des neutrons incidents.....	80
5.2	Spectres en temps de vol pour différentes énergies des rayons gamma	81
5.3	Auto-absorption des rayons gamma dans les échantillons	92
5.4	Concentration des principaux éléments vus par le faisceau de neutrons	97
5.5	Moments angulaires autorisés lors d'une transition $0^+ \rightarrow \text{N.C.} \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	101
6.1	Données nucléaires utilisées avec le code CALENDF.....	113
6.2	Facteurs d'autoprotection calculés par le code CALENDF.....	114
7.1	Section efficace moyenne de diffusion inélastique (en barn)	120
7.2	Corrélations entre les sections efficaces théoriques.....	124
7.3	Corrélations entre les sections efficaces mesurées	125
B.1	Pénétrabilités.....	143

Annexes

La plupart des annexes sont dédiées aux techniques expérimentales. L'annexe E détaille la méthode du temps de vol et décrit un procédé permettant de contourner sa principale faiblesse: la mesure de la longueur de vol. L'annexe F peut constituer une introduction à l'étude des accélérateurs linéaires. L'annexe G explique le fonctionnement des sources de neutrons. L'annexe H développe la notion de résolution et l'annexe I est consacré aux scintillateurs au bi-fluorure de baryum (BaF_2). La dernière annexe (J) est le détail d'un calcul, trop fastidieux pour être inclus dans le corps de la thèse.



Annexe A: Schéma (détaillé) du dispositif électronique.

Annexe B

D'après [71]: pénétrabilité P , facteur de décalage de niveaux S et décalage de phase du potentiel de diffusion Φ , pour un neutron incident, de moment angulaire orbital l , de nombre d'onde k (dans le centre de masse) et un rayon de voie a_c . On note $\rho = ka_c$.

l	$P_l = \rho V_l$	S_l	Φ_l
0	ρ	0	ρ
1	$\frac{\rho^3}{1+\rho^2}$	$-\frac{1}{1+\rho^2}$	$\rho - \tan^{-1}[\rho]$
2	$\frac{\rho^5}{9+3\rho^2+\rho^4}$	$-\frac{18+3\rho^2}{9+3\rho^2+\rho^4}$	$\rho - \tan^{-1}\left[\frac{3\rho}{3-\rho^2}\right]$
3	$\frac{\rho^7}{225+45\rho^2+6\rho^4+\rho^6}$	$-\frac{675+90\rho^2+6\rho^4}{225+45\rho^2+6\rho^4+\rho^6}$	$\rho - \tan^{-1}\left[\frac{\rho(15-\rho^2)}{15-6\rho^2}\right]$
4	$\frac{\rho^9}{11025+1575\rho^2+135\rho^4+10\rho^6+\rho^8}$	$-\frac{44100+4725\rho^2+270\rho^4+10\rho^6}{11025+1575\rho^2+135\rho^4+10\rho^6+\rho^8}$	$\rho - \tan^{-1}\left[\frac{\rho(105-10\rho^2)}{105-45\rho^2+\rho^4}\right]$

Annexe C

Signaux

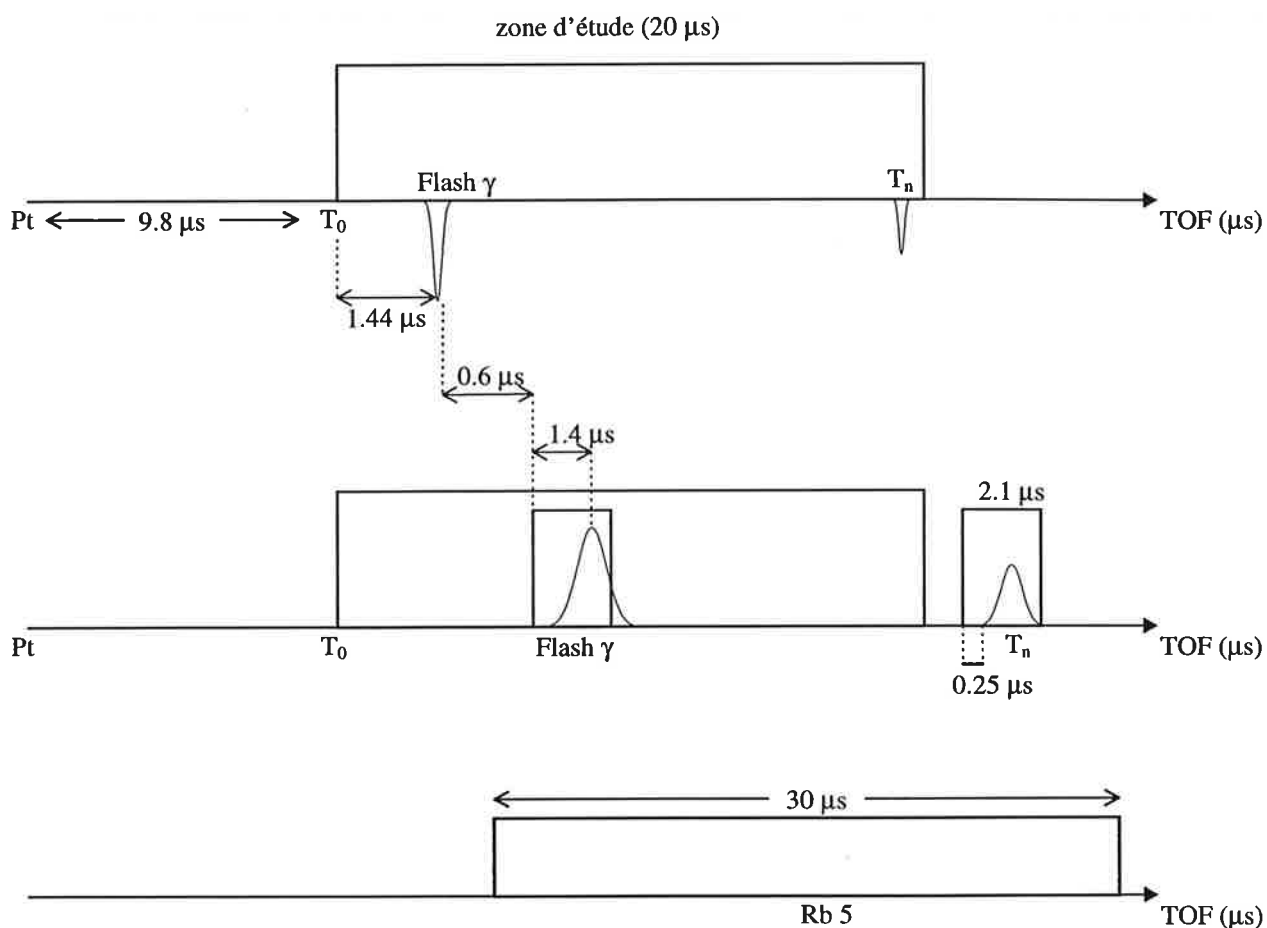


Figure C.1: Synchronisation des signaux "temps de vol" et "amplitude".

La figure C.1 montre de quelle façon sont ajustées les fenêtres électroniques pour enregistrer les signaux en amplitude et en temps de vol.

Le troisième diagramme est celui d'un "routing bit" particulier. Il est déclenché lorsque l'amplitude du signal est suffisamment importante pour perturber les signaux suivants. La largeur ($30\ \mu\text{s}$) est réglée pour que tous les événements du même cycle, qui seraient affectés par les oscillations générées par le premier signal, contiennent aussi ce "routing bit".

Annexe D

Schémas des niveaux

Les diagrammes suivants montrent les différents états d'excitation possibles pour un noyau, ainsi que les transitions électromagnétiques les plus probables au cours du processus de désexcitation. Les énergies et les rapports de branchement des radiations gamma les plus importantes sont signalés. Le lecteur trouvera des diagrammes plus complets dans la référence [95].

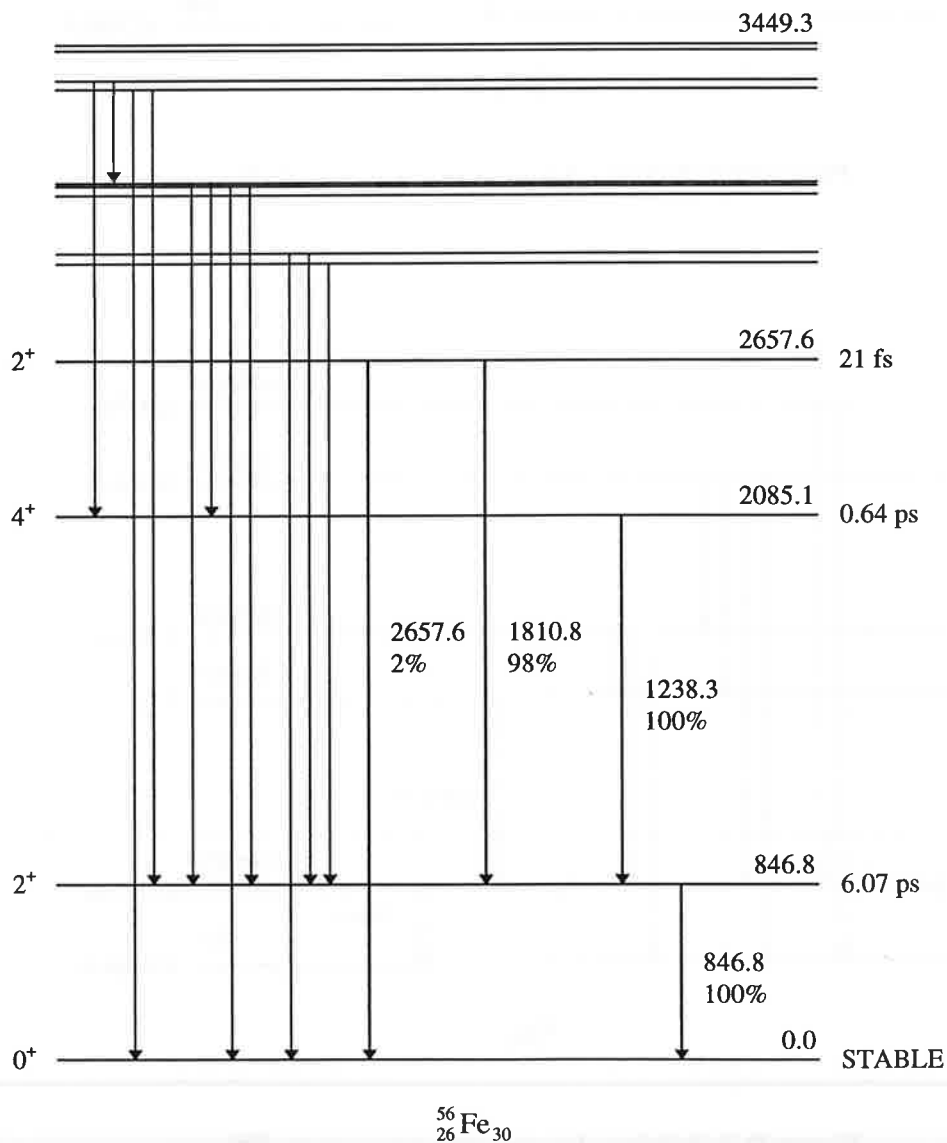


Figure D.1: Schéma des premiers niveaux de ^{56}Fe .

Annexe D: Schémas des niveaux

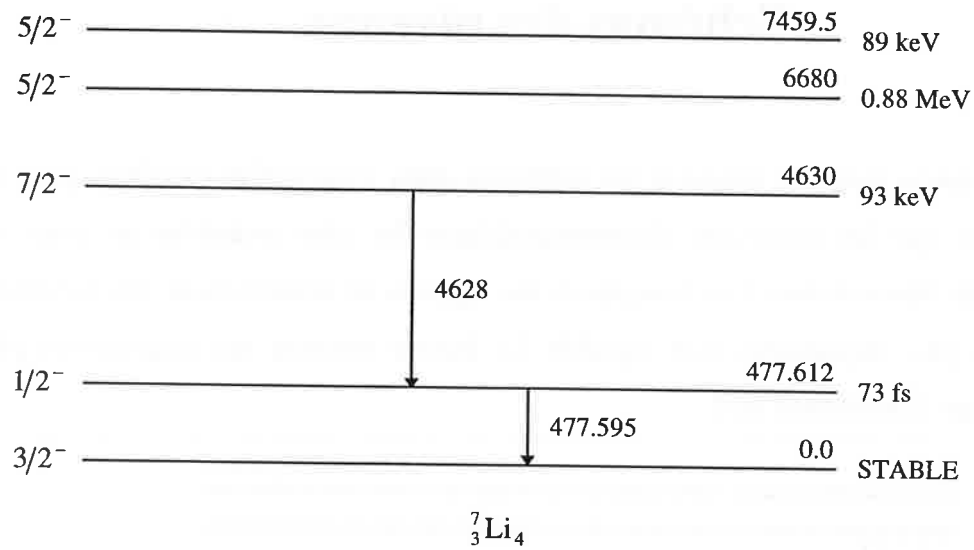


Figure D.2: Schéma des premiers niveaux de ${}^7\text{Li}$.

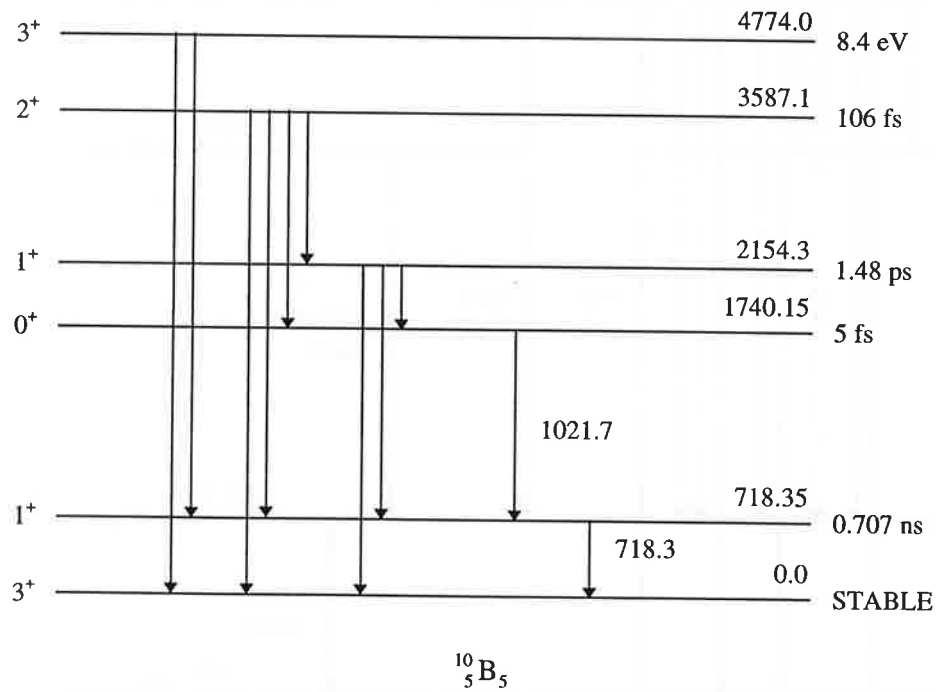


Figure D.3: Schéma des premiers niveaux de ${}^{10}\text{B}$.

Annexe D: Schémas des niveaux

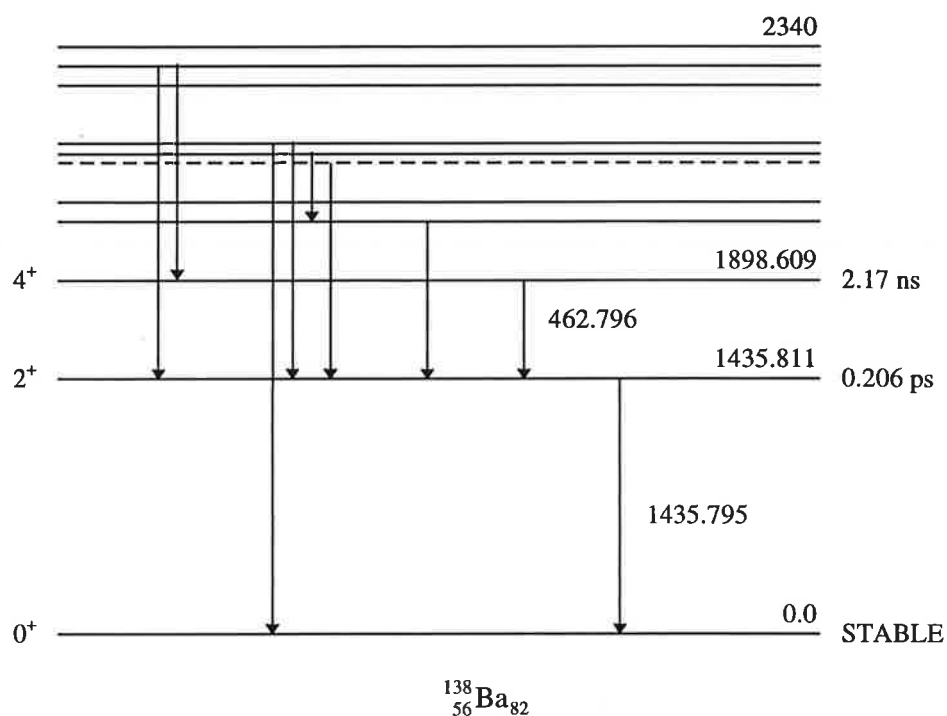


Figure D.4: Schéma des premiers niveaux de ^{138}Ba .

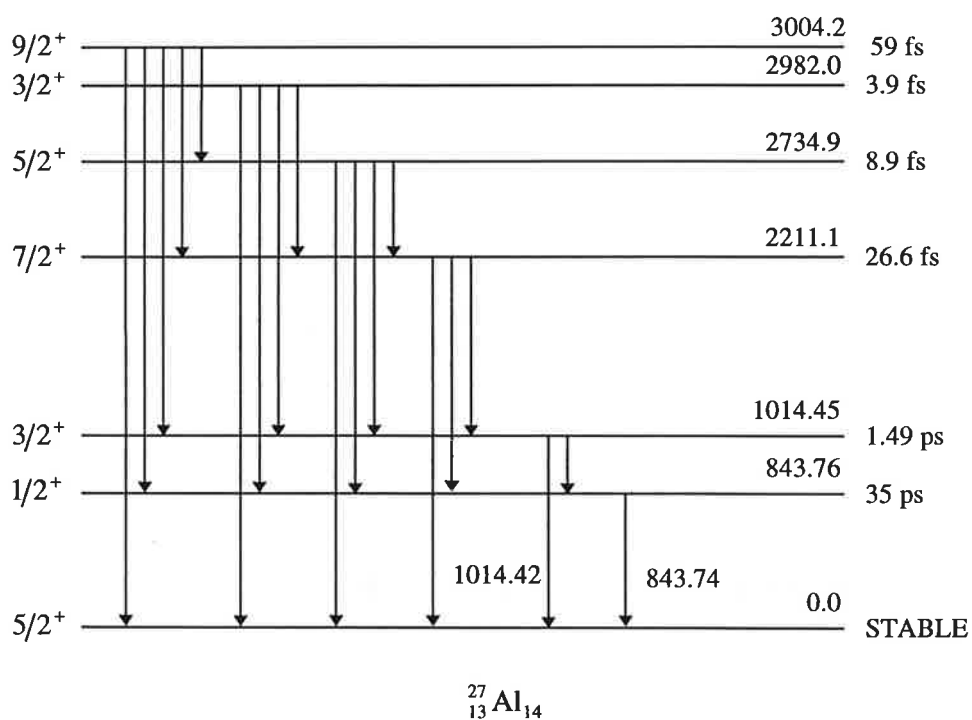


Figure D.5: Schéma des premiers niveaux de ^{27}Al .

Annexe E

Méthode du temps de vol

1 Méthode directe

1.1 Cas de la diffusion inélastique

On suppose qu'il n'y a pas de diffusions multiples dans l'échantillon.

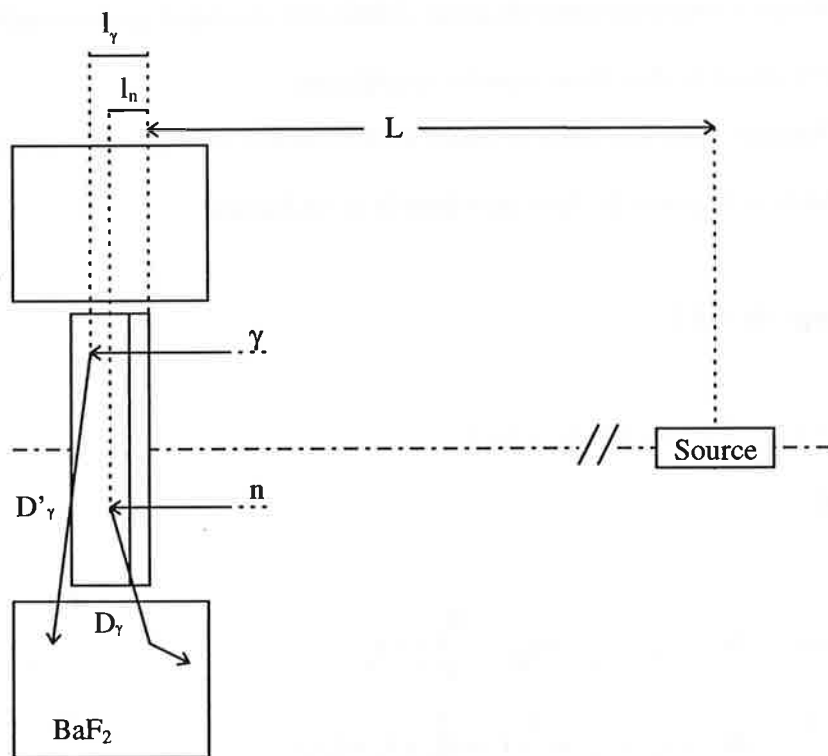


Figure E.1: Dispositif expérimental pour une mesure de diffusion inélastique.

On note:

- t_{γ_0} émission du flash-gamma par la cible d'uranium.
- t_{n_0} émission des neutrons par la cible d'uranium.
- t_{γ} détection du flash-gamma par le système d'acquisition.
- t_n diffusion inélastique dans l'échantillon.
- t_{det} détection d'un rayon gamma issu d'une diffusion inélastique.

- L Longueur de vol entre la cible et la surface de l'échantillon.
- δL Ecart entre l'origine pour la mesure de L et le point d'impact réel des électrons dans la cible d'uranium.
- l_{γ} Pénétration moyenne des rayons gamma dans l'échantillon.
- D_{γ} Distance moyenne entre le point d'émission du rayon gamma inélastique et le point de détection dans le scintillateur.
- D'_{γ} Distance moyenne entre le point de diffusion d'un rayon gamma (du flash) et le point de détection dans le scintillateur.

a) Calcul du temps de vol t

$$t = t_n - t_{n_0} = (t_n - t_{\gamma}) + (t_{\gamma} - t_{\gamma_0}) + (t_{\gamma_0} - t_{n_0}),$$

$$t = \Delta t_1 + \Delta t_2 + \Delta t_3,$$

$$\text{avec: } \Delta t_1 = t_n - t_{\gamma} = (t_{det} - \frac{D_{\gamma}}{c}) - t_{\gamma},$$

$$\Delta t_2 = t_{\gamma} - t_{\gamma_0} = \frac{1}{c}(L + \delta L + l_{\gamma} + D'_{\gamma}),$$

$$\Delta t_3 = t_{\gamma_0} - t_{n_0},$$

$$\text{soit: } t = (t_{det} - t_{\gamma}) + \frac{L + \delta L + l_{\gamma}}{c} + \frac{1}{c}(D'_{\gamma} - D_{\gamma}) + \Delta t_3.$$

On a $|D'_\gamma - D_\gamma| \ll L + \delta L + l_\gamma$ donc $t = (t_{\text{det}} - t_\gamma) + \frac{L + \delta L + l_\gamma}{c} + \Delta t_3$.

- Δt_3 peut être important si on utilise un modérateur, il faut alors prendre en compte:
 - le temps de transit des neutrons rapides de la cible d'uranium au modérateur,
 - le temps de ralentissement des neutrons.
- Pour des neutrons non modérés, il faut juste tenir compte des diffusions multiples dans la cible d'uranium qui retardent l'émission des neutrons.
- Dans les deux cas, une des contributions à Δt_3 est la différence des réponses de l'électronique à des impulsions de grandes amplitudes générées par des empilements (flash-gamma) et d'amplitudes relativement plus faibles (rayon gamma unique émis par diffusion inélastique).

b) Calcul de la longueur de vol moyenne \mathcal{L}

Soit:

- l_n pénétration moyenne des neutrons dans l'échantillon.
- l_{cible} écart entre le point d'émission des neutrons (lieu de la dernière diffusion) et le point d'impact des électrons.

La valeur moyenne de l_{cible} est nulle:

$$\mathcal{L} = l_n + L + \delta L + \langle l_{\text{cible}} \rangle = L + l_n + \delta L$$

1.2 Cas de la transmission

On note:

- t'_γ détection du flash gamma.

- t'_{det} détection d'un neutron transmis.
 l'_γ pénétration moyenne des gammas dans le scintillateur.
 l'_n pénétration moyenne des neutrons dans le scintillateur.
 L' longueur de vol entre la cible et la surface du scintillateur.

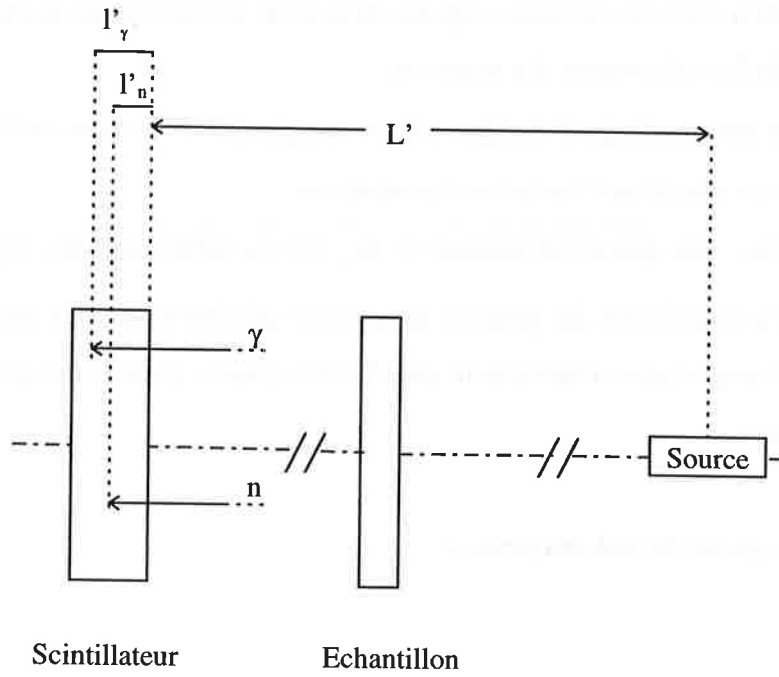


Figure E.2: Dispositif expérimental pour une mesure de transmission.

a) Calcul du temps de vol t'

$$t' = t'_{\text{det}} - t_{n_0} = (t'_{\text{det}} - t'_\gamma) + (t'_\gamma - t_{\gamma_0}) + (t_{\gamma_0} - t_{n_0})$$

$$t' = (t'_{\text{det}} - t'_\gamma) + \frac{L' + \delta L + l'_\gamma}{c} + \Delta t_3.$$

b) Calcul de la longueur de vol moyenne \mathcal{L}'

$$\mathcal{L}' = l'_n + L' + \delta L + \langle l_{\text{cible}} \rangle = L' + l'_n + \delta L \quad (\text{cf. cas inélastique})$$

2 Méthode $\frac{\Delta \ell}{\Delta t}$

On trouve une description de cette méthode dans la référence [88].

$$\Delta \ell = \ell' - \ell$$

$$\Delta \ell = (L' - L) + (l'_n - l_n)$$

et

$$\Delta t = t' - t$$

$$\Delta t = (t'_{\text{det}} - t'_{\gamma}) - (t_{\text{det}} - t_{\gamma}) + \frac{1}{c} [(L' - L) + (l'_n - l_n)].$$

On élimine ainsi les incertitudes liées à la cible, point source des neutrons.

Annexe F

Les accélérateurs linéaires

Cette annexe est basée sur le contenu, assez général, des références [40] et [41]. Le lecteur souhaitant des informations plus pointues peut consulter les références [37] ou [39].

I Les forces en jeu

Dans un accélérateur linéaire, la distance que doit parcourir le projectile avant d'être utilisé peut varier de quelques mètres à plusieurs kilomètres (3100 m pour l'accélérateur linéaire de Stanford (Californie, USA) [38]). L'étude du mouvement des particules dans l'accélérateur est donc cruciale.

Dans la suite, le projectile est toujours considéré comme un point matériel car les forces qui pourraient résulter de sa structure interne sont toujours négligeables vis-à-vis des forces électromagnétiques.

1 La force électrostatique

Considérons une particule (e.g. un électron e^-) placée dans un champ électrique \vec{E} créé par une différence de potentiel (ddp) V :

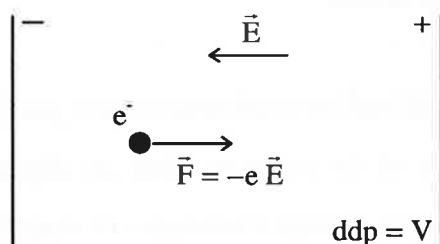


Figure F.1: La force électrostatique.

Sous l'action de \vec{F} , la charge q se déplace d'une longueur $d\vec{l}$ pendant l'intervalle de temps dt . Elle reçoit donc l'énergie $dW = \vec{F} \cdot d\vec{l} = q E dl$. Si on note $dV = E dl$ la variation du potentiel électrique vu par la charge q au cours du déplacement dl , alors $dW = q dV$, soit en intégrant:

$$W = q V.$$

Cette relation montre que le champ électrique peut céder de l'énergie au corpuscule, énergie qu'on retrouve sous forme cinétique et qui se traduit par un accroissement de la vitesse. Le principe de tous les accélérateurs de particules repose sur ce résultat fondamental.

2 La force de Lorentz

Il existe aussi une force magnétique agissant sur les corpuscules chargés en mouvement. C'est la force de Lorentz:

$$\vec{F} = q \vec{v} \wedge \vec{B}.$$

La force magnétique, toujours orthogonale au vecteur vitesse et donc au déplacement, ne travaille pas. Elle ne peut pas fournir d'énergie au corpuscule mais seulement modifier la direction de sa vitesse.

La force magnétique est donc incapable d'assurer l'accélération des particules. Par contre, elle sert très fréquemment à assurer leur guidage tout au long de leur parcours.

3 Cas d'un faisceau de particules

Dans un accélérateur, on a un faisceau de particules et non pas un corpuscule isolé. La présence de charges électriques et de courants (dus au déplacement de toutes ces charges) a pour effet de perturber les champs électriques et magnétiques appliqués.

Considérons un faisceau de particules de vitesse v , transportant le courant i , dans le vide. La charge électrique dans l'élément de longueur $dl = v dt$ est égale à la quantité de charge qui traverse la section droite du faisceau pendant le temps dt , soit $Q = i dt$.

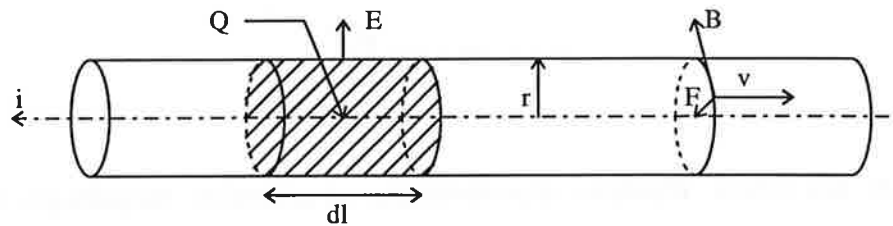


Figure F.2: Forces appliquées à un faisceau de particules.

D'après le théorème de Gauss:
$$\iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon_0},$$

où S est une surface entourant la charge Q , soit, dans le cas présent, le cylindre de rayon r et de longueur dl . Le champ est nul sur les bases par raison de symétrie, il reste alors:

$$\begin{aligned} 2 \pi r dl E &= \frac{Q}{\epsilon_0} & \text{soit} & \quad E = \frac{1}{2 \pi r \epsilon_0} \frac{Q}{dl} \\ \text{or} \quad Q &= i dt = i \frac{dl}{v} & \text{d'où} & \quad E = \frac{i}{2 \pi r \epsilon_0 v} \\ \text{et} \quad F &= q E = \frac{q i}{2 \pi r \epsilon_0 v}. \end{aligned}$$

C'est la force totale agissant sur une particule (force dite de charge d'espace). Cette force, dirigée radialement, est une force de répulsion électrostatique. Elle a tendance à faire éclater le faisceau et se manifeste surtout si on veut utiliser des faisceaux d'intensité élevée et lorsque la vitesse est faible (au début de l'accélération, par exemple).

La force de Lorentz, en revanche, tend à ramener une particule de la périphérie du faisceau vers le centre. En effet, le faisceau transportant le courant i s'accompagne d'un champ magnétique tangentiel de valeur:

$$B = \mu_0 \frac{i}{2 \pi r}.$$

On a donc:

$$F = q v B = q v \frac{\mu_0 i}{2 \pi r}.$$

L'ensemble de ces forces, répulsion électrostatique et attraction magnétique à pour résultante:

$$F = \frac{q i}{2 \pi \epsilon_0 r v} (1 - v^2 \epsilon_0 \mu_0),$$

que l'on peut écrire ($\epsilon_0 \mu_0 c^2 = 1$):

$$F = \frac{q i}{2 \pi \epsilon_0 r v} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right).$$

Dans ce cas simple, où l'influence de la chambre à vide et celle de la structure longitudinale du faisceau sont négligées, la force de "charge d'espace" tend à faire diverger un faisceau de haute intensité.

La description des perturbations apportées par les champs propres du faisceau est difficile. L'effet de ces champs limite les performances des machines en provoquant des effets indésirables: grossissement du faisceau ou instabilités.

II Les accélérateurs linéaires

1 Production des particules chargées

Dans le cas d'un faisceau d'électrons, on exploite l'émission thermoélectronique des métaux. La cathode émissive est suivie d'une première électrode (Wehnelt) qui règle le débit électronique. Ensuite, un système optique comprenant diverses structures de pré-accelération et de focalisation permet d'obtenir un faisceau ayant de bonnes qualités

géométriques. On obtient ainsi des faisceaux de fortes intensités, quelques dizaines d'ampères en régime pulsé.

2 Structure Sloan-Lawrence

Si on utilise une tension accélératrice alternative, accélérations et freinages se succéderont et le gain d'énergie sera, en moyenne, nul. Pour qu'il n'en soit pas ainsi, il faut soustraire les particules au champ électrique, au moment où celui-ci est défavorable.

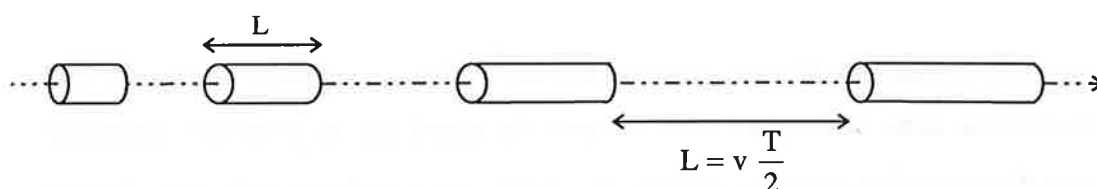


Figure F.3: Structure Sloan-Lawrence.

Pour que la particule voit toujours un champ accélérateur, il est nécessaire qu'elle mette une demi-période ($T/2$) pour aller d'une coupure à la suivante. Comme sa vitesse, v , s'accroît le long de la machine, la longueur des tubes de glissement doit augmenter corrélativement.

Considérons une particule, dite synchrone, qui traverse toutes les coupures au moment où la phase du champ électrique vaut ϕ_0 .

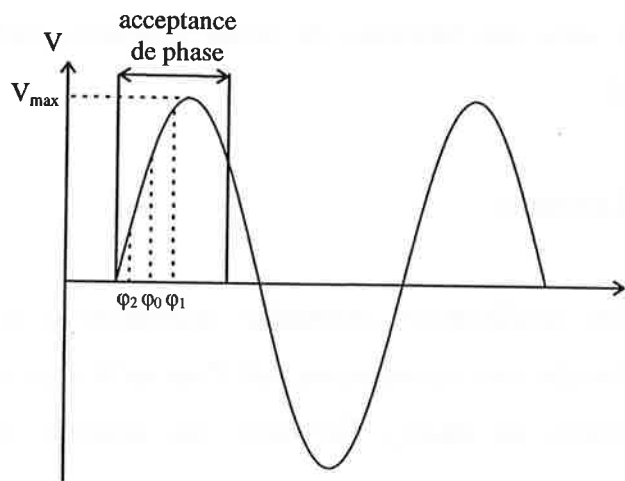


Figure F.4: Principe du regroupement des particules.

Si le point représentant la phase synchrone est sur le flanc ascendant de l'onde, une particule arrivant dans la coupure avec un peu de retard sur la particule synchrone bénéficiera d'une tension, dans la coupure, $V_{\max} \sin \varphi_1$, qui est plus grande que celle vue par la particule synchrone ($V_{\max} \sin \varphi_0$). La particule aura donc tendance à combler son retard. De même une particule arrivant un peu trop tôt, avec la phase φ_2 , sera moins accélérée et aura tendance à perdre son avance. Ces phénomènes permettent de regrouper les particules en paquets autour d'une position d'équilibre, représentée par la phase synchrone.

Au contraire, si le point représentatif de φ_0 se trouve sur la branche descendante de la sinusoïde, les phénomènes inverses ont lieu: une particule arrivant en retard voit son retard s'accroître et est finalement perdue pour l'accélération après quelques périodes.

Ainsi, dans le cas où on injecte un faisceau continu à l'entrée de l'appareil, seule une certaine fraction des particules possède une phase convenable par rapport au champ. Le faisceau utile, à la sortie de la machine, au lieu d'être continu, se présentera donc sous forme de paquets séparés par une période du champ électrique.

3 Les accélérateurs linéaires à électrons

3.1 Principes de fonctionnement

Considérons encore la structure Sloan-Lawrence, bien qu'elle soit inadaptée à l'accélération des particules légères. Lorsqu'on se déplace le long de l'axe, la configuration du champ est celle d'une succession de noeuds (dans les tubes) et de ventres (dans les coupures), comme on en trouve dans les phénomènes d'ondes stationnaires.

Ceci peut être vu comme l'interférence de deux ondes, l'une directe (dans le sens du faisceau), l'autre inverse. La vitesse de phase de ces ondes est donnée par $v = \lambda/T$, où λ est la longueur d'onde et T la période. La distance entre deux ventres dans un système d'ondes stationnaires vaut $\lambda/2$. Or nous avons vu que la condition de synchronisme (illustrée dans le cas de la structure de Sloan et Lawrence) impose au tube de glissement une longueur $L = v' T/2$ (i), v' étant la vitesse de la particule. Par analogie, on pose $L = \lambda/2$ (ii). On peut déduire des équations (i) et (ii) que $v' = \lambda/T$, ce qui montre que la particule et l'onde directe cheminent à la même vitesse $v = v'$.

On peut donc expliquer le fonctionnement de l'accélérateur de la façon suivante: la particule qui accompagne l'onde directe voit toujours un champ électrique de même sens et celui-ci lui cède de l'énergie au fur et à mesure que la particule et l'onde progressent.

Les ondes électromagnétiques utilisées doivent posséder un champ électrique axial afin d'assurer l'accélération des particules. De telles ondes, lorsqu'elles se déplacent dans des guides d'ondes, ont une vitesse de phase supérieure à celle de la lumière, mais on peut les ralentir en allongeant artificiellement les parois par des obstacles régulièrement disposés.

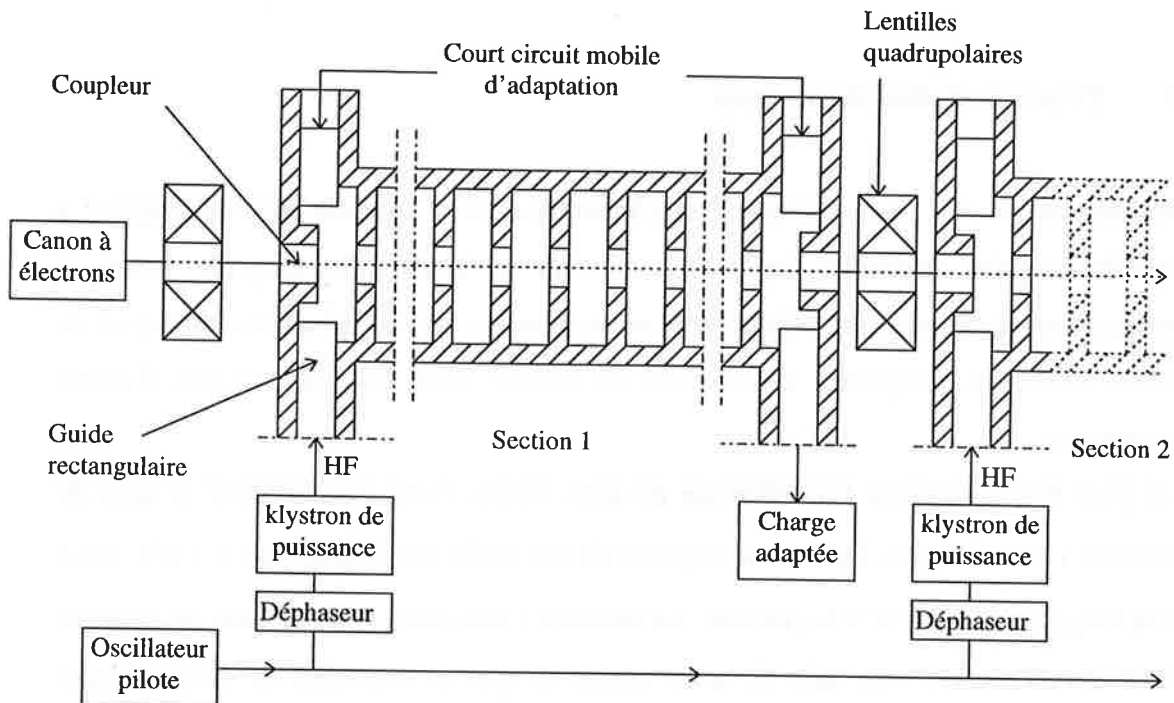


Figure F.5: Schéma d'un accélérateur linéaire à électrons.

Le guide à iris, universellement employé, met à profit ce principe et permet à une onde électromagnétique à champ électrique axial de se propager avec une vitesse de phase égale ou inférieure à celle de la lumière. La vitesse de propagation de l'onde accélératrice est d'autant plus réduite que les iris sont rapprochés, mais pour $v < c/2$ les pertes dans les iris sont telles que la structure devient inutilisable.

Ce type d'accélérateur est donc particulièrement bien adapté pour fonctionner avec des électrons qui, à 80 keV, ont déjà une vitesse moitié de celle de la lumière.

Un canon à électrons injecte, sous une tension d'une centaine de keV, le faisceau sur l'axe de la première section du guide à iris. Pour assurer le synchronisme entre l'onde et le faisceau, on fait croître la vitesse de propagation de l'onde en espaçant progressivement les iris. Mais, à partir de quelques MeV, la vitesse des électrons n'augmente pratiquement plus et tend vers c . La structure du guide s'en trouve donc simplifiée puisque l'espacement des iris doit alors être constant, comme schématisé sur la figure F.5.

L'accroissement considérable de la masse des électrons au cours de l'accélération se répercute sur la dynamique des particules.

Dans la première partie de la machine, à vitesse variable, les électrons exécutent des oscillations de phase et se groupent en paquets, comme dans un accélérateur à tubes de glissement (structure Sloan-Lawrence). La période et l'amortissement de ces oscillations augmentent très vite avec la masse, et le régime oscillatoire devient rapidement un régime fortement amorti: la phase des paquets d'électrons tend asymptotiquement vers une phase limite.

3.2 Alimentation en énergie HF du guide à iris

Ce sont les générateurs extrêmement puissants développés pour les exigences du radar qui ont permis la réalisation d'accélérateurs linéaires à électrons. Leur fréquence de fonctionnement a donc été, à l'origine, imposée par les sources radiofréquence radar disponibles. Le choix de la bande des 3000 Mhz (bande S) s'est imposé dès 1948, et a été généralement conservé depuis.

Le champ électrique est limité par le claquage. A 3000 Mhz, la limite se situe vers 30-40 MV/m et on arrive à des taux d'accélération dépassant 10 MeV par mètre de guide.

Pour atteindre de telles valeurs de champ, la puissance HF (dont la majeure partie est dissipée en chaleur dans les parois métalliques) doit être considérable: 3 à 4 MW par mètre de structure. Le fonctionnement est donc nécessairement pulsé pour que la puissance moyenne reste acceptable.

A cause des pertes dans les parois, le champ électrique accélérateur décroît lorsqu'on s'éloigne du générateur HF. Cependant, les section accélératrices modernes permettent de maintenir un champ électrique axial constant en jouant sur le diamètre des iris. On est aussi amené à scinder l'accélérateur en sections de quelques mètres de longueur comportant un générateur séparé et une charge adaptée (pour éviter les réflexions, génératrices d'ondes stationnaires). Une autre raison impose cette subdivision: le temps de remplissage du guide par l'énergie HF (temps lié à la vitesse de propagation de

l'énergie ou vitesse de groupe de l'onde), qui est d'environ $0.2 \mu\text{s/m}$ doit être assez court par rapport à la durée de l'impulsion HF (quelques microsecondes).

Les sources HF utilisées sont presque toujours des klystrons amplificateurs dont la puissance de crête peut atteindre 30 MW. Le couplage du klystron à la structure à iris se fait au moyen de guides d'onde rectangulaires et d'un coupleur destiné à exciter le mode accélérateur dans la structure. Tous les klystrons sont excités par un maître oscillateur, très stable, et sont calés à une phase convenable pour assurer l'accélération.

3.3 Focalisation des accélérateurs linéaires à électrons

Le guidage du faisceau tout au long de sa trajectoire dans l'accélérateur est primordial afin d'assurer une intensité optimale à la sortie de la machine.

Dans le cas d'une machine à ondes progressives (comme les accélérateurs linéaires à électrons), le champ accélérateur sur l'axe n'est pas uniforme. On peut l'écrire sous la forme:

$$E_z = E_z^{\max} \sin[\omega (t - \frac{z}{v})] ,$$

v étant la vitesse de phase de l'onde et ω sa pulsation.

Il existe nécessairement une composante radiale. On peut montrer au moyen des équations de Maxwell que:

$$E_r = \frac{r}{2} \frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{r}{2} \frac{\omega}{v} E_z^{\max} \cos[\omega (t - \frac{z}{v})]$$

Pour assurer la stabilité axiale, la phase $\omega(t - \frac{z}{v})$ est comprise entre 0 et $\frac{\pi}{2}$. La force due

à E_r est donc défocalisante ($\vec{F}_E = -e \vec{E}_r$).

Toutefois, à un champ électrique variable doit être associé un champ magnétique dont les lignes de force sont des cercles centrés sur l'axe de la machine et dont la valeur est donnée par les équations de Maxwell:

$$B_{\theta} = \frac{r}{2c^2} \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{r}{2c^2} \omega E_z^{\max} \cos[\omega(t - \frac{z}{v})]$$

La force due à B_{θ} est focalisante ($\vec{F}_B = -e \vec{v} \wedge \vec{B}_{\theta}$).

La force totale exercée sur une particule peut s'écrire:

$$F = F_E + F_B = e E_r (1 - \beta^2), \quad \text{avec } \beta = \frac{v}{c}$$

Elle est toujours défocalisante puisque $\beta^2 < 1$, mais elle devient de plus en plus petite quand la vitesse tend vers c .

Des quadrupoles magnétiques placés entre les sections accélératrices assurent le guidage du faisceau. Pour un plan privilégié et pour les deux quadrants qu'il traverse, le champ est focalisant. Pour l'autre plan au contraire, le champ est défocalisant.

En disposant deux de ces lentilles à la suite l'une de l'autre et en ayant fait tourner l'une d'elles d'un quart de tour par rapport à l'autre, on obtient pour chacun des plans une succession de lentilles convergente et divergente ou inversement.

En optique géométrique, la convergence équivalente C d'un ensemble de deux lentilles minces, de convergences C_1 et C_2 , séparées par la distance d , est donnée par:

$$C = C_1 + C_2 - C_1 C_2 d.$$

Soit: $C = C_1^2 d$, si $C_2 = -C_1$. La convergence globale est positive, c'est à dire que l'association de deux lentilles quadrupolaires est un système focalisant.

Annexe G

Les sources de neutrons

La plus simple des formes des sources de neutrons de laboratoire utilise encore les réactions (α, n) dans des éléments légers. Ces sources contiennent un mélange d'émetteur alpha (Am, Cm) avec un élément léger tel que le Béryllium par exemple. Elles sont petites en taille et peuvent produire environ 10^6 à 10^8 neutrons rapides par seconde.

La réaction (γ, n) peut être utilisée de façon similaire dans un autre type de source radioactive, combinant un émetteur de rayons gamma énergétiques et un élément tel que le béryllium ou le deutérium. Avec ces sources de photo-neutrons, une production monoénergétique de 10^5 à 10^7 neutrons rapides par seconde peut être obtenue, tout en conservant une source de taille raisonnable.

Pour obtenir des sources de neutrons plus intenses, il est nécessaire d'utiliser des réacteurs nucléaires ou des accélérateurs de particules. Les tests d'armes nucléaires ont également été utilisés dans le passé. Des flux de neutrons lents de 10^5 n/cm²/s peuvent être produit dans un réacteur thermique dont les neutrons rapides, émis au moment de la fission, sont ralentis par diffusions élastiques dans un modérateur (hydrogène, deutérium ou carbone). Des faisceaux pulsés de neutrons plus énergétiques ont aussi été développés à partir de réacteurs.

Les réactions de particules chargées avec des éléments légers peuvent constituer d'intenses sources de neutrons quasi-monochromatiques, jusqu'à plusieurs dizaines de MeV. C'est le principe utilisé par les générateurs du type van de Graaff qui peuvent produire des bouffées de neutrons courtes et intenses à partir de réactions telles que: ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, $\text{T}(p, n){}^3\text{He}$, ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$.

Pour des mesures à haute résolution de sections efficaces microscopiques couvrant un large domaine en énergie, les sources “blanches”, à spectre continu, sont en général utilisées. Ces sources peuvent couvrir un large domaine allant des énergies thermiques jusqu’à quelques dizaines de MeV. Les neutrons sont produits lors de réactions nucléaires induites par des particules chargées accélérées au moyen d’un cyclotron ou d’un accélérateur linéaire. Dans la pratique, il est nécessaire d’exciter les noyaux de la cible suffisamment pour leur permettre de se désexciter par l’émission d’un ou plusieurs neutrons.

Dans le cas où des particules chargées sont utilisées, une grossière approximation pour la section efficace de formation du noyau composé est donnée par la formule de Blatt et Weisskopf [89]:

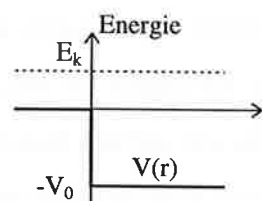
$$\sigma_c \approx \pi (R + \lambda)^2 \left\{ 1 - \frac{V(R + \lambda)}{E_k} \right\},$$

où E_k est l’énergie cinétique de la particule incidente,

λ sa longueur d’onde,

$V(r)$ le potentiel coulombien,

R le rayon nucléaire du noyau cible.



Lorsque $E_k > 1.2 V(R)$, cette formule semi-classique reproduit, à 15 % près, les résultats obtenus au moyen de calculs ondulatoires plus rigoureux.

A haute énergie, la longueur d’onde λ diminue et σ_c tend vers la section efficace géométrique $\sigma_g = \pi R^2 \propto A^{\frac{2}{3}}$, A étant le nombre de masse du noyau. Une cible constituée de matériaux lourds est donc préférable, mais la production de neutrons par ce procédé est faible comparé au processus suivant.

En effet, les principales sources de neutrons dans le cas de l’utilisation d’un accélérateur linéaire d’électrons sont les photo-réactions (γ, n) et ($\gamma, fission$). Les rayons gammas proviennent du ralentissement des électrons (“bremsstrahlung” ou rayonnement de freinage) dans le matériau de la cible. L’utilisation de matériaux lourds pour la cible est

encore justifiée car la probabilité pour les électrons de perdre de l'énergie par rayonnement de freinage est environ proportionnelle à Z^2 , Z étant le numéro atomique de l'élément considéré.

Pour des rayons gamma de 10 à 20 MeV, l'excitation du noyau cible se fait par absorption des radiations électriques dipolaires dans une résonance géante. Dans ce cas, l'intégrale de la section efficace de photo-désintégration (γ, n) est donné par [89]:

$$\sigma_c = \int_0^\infty \sigma_{c\gamma} dE_\gamma = \frac{NZ}{A} 60 \text{ keV.barns.}$$

Cette équation montre que, dans ce cas aussi, il est avantageux d'utiliser une cible constituée d'éléments lourds.

En appliquant le modèle du gaz de fermi au noyau, on peut estimer le spectre des photo-neutrons émis par la réaction (γ, n). Il s'agit d'un spectre d'évaporation que l'on peut écrire:

$$N(E_n) \propto E_n e^{-\frac{E_n}{kT}},$$

où T est la température nucléaire, et k la constante de Boltzmann.

L'utilisation d'une cible en uranium présente un avantage supplémentaire dû à la production de neutrons par photo-fissions (γ, f). Leur spectre possède un maximum pour des énergies de 1 à 2 MeV et peut être décrit par la loi:

$$N(E_n) \propto e^{-E_n} \sqrt{\sinh(2E_n)}.$$

Il est donc évident que les éléments lourds sont les plus adaptés pour les cibles. L'accélérateur linéaire de Geel utilise ainsi une cible d'uranium bombardée par des électrons afin de produire des neutrons dans une large gamme d'énergie.

Annexe H

La résolution

Pour des détecteurs conçus pour mesurer l'énergie des radiations incidentes, la plus importante des caractéristiques est la résolution en énergie [33] [34]. Elle détermine la précision avec laquelle il est possible de séparer deux énergies voisines.

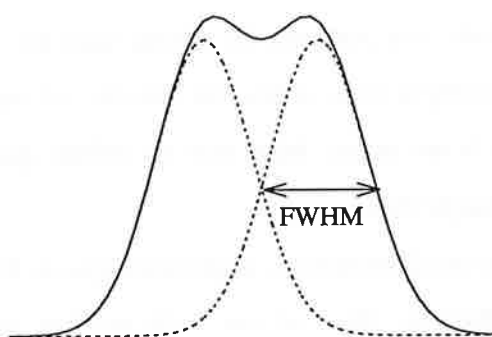


Figure H.1: Somme de deux gaussiennes séparées par leur largeur à mi-hauteur.

La résolution est exprimée en terme de “Full Width at Half Maximum” (FWHM) ou largeur à mi-hauteur. Deux énergies sont considérées comme “résolues” si elles sont séparées par une distance supérieure à leur largeur à mi-hauteur (figure H.1). Si l’on note cette largeur ΔE , alors la résolution relative à l’énergie E est,

$$R = \frac{\Delta E}{E}$$

que l’on exprime par convention en pour-cent. Par exemple, pour des rayons gamma de 1 MeV, des détecteurs NaI ont une résolution d’environ 8 à 9 % tandis que des diodes au germanium peuvent atteindre 0.1 %.

Il y a différentes sources de fluctuation dans la réponse d’un détecteur qui entraînent une dégradation de la résolution en énergie, à savoir:

- i - modification des paramètres d’opération du détecteur au cours de la mesure,

- ii - bruits aléatoires dans le détecteur lui-même et dans la chaîne de mesure,
- iii - fluctuations statistiques dues à la nature discrète du signal mesuré.

La troisième source est, dans un certain sens, la plus importante car elle représente une quantité irréductible de fluctuations qui sera toujours présente, aussi parfait que puisse être le reste du système.

Ces fluctuations statistiques viennent du fait que la charge Q , générée à l'intérieur du détecteur par un photon, n'est pas continue mais constituée d'un nombre fini de porteurs de charge. Dans un scintillateur, ces porteurs de charge sont les électrons émis par la photocathode du tube photomultiplicateur (PM). Ce nombre est sujet à des fluctuations statistiques d'un événement à un autre, bien que la même quantité d'énergie soit déposée dans le détecteur à chaque fois.

Pour estimer quantitativement ces fluctuations, supposons que la formation des porteurs de charge suive une loi de Poisson. Dans ce cas, si le nombre moyen de porteurs de charge créé est N , alors les fluctuations statistiques ont un écart type qui vaut \sqrt{N} . Si les autres sources de fluctuations peuvent être négligées et puisque N est grand, la réponse du détecteur est une gaussienne de largeur à mi-hauteur $2.35\sqrt{N}$.

La réponse d'un détecteur étant approximativement linéaire, la résolution relative à l'énergie E , due aux fluctuations statistiques du nombre de porteurs de charge, peut s'écrire,

$$R = \frac{2.35k\sqrt{N}}{kN} = \frac{2.35}{\sqrt{N}}, \text{ avec } k = \frac{E}{N}, \text{ soit } R = 2.35\sqrt{\frac{k}{E}}$$

k représente l'énergie moyenne nécessaire pour produire un porteur de charge.

On peut remarquer que la résolution ne dépend que du nombre de porteurs de charge N , et qu'elle s'améliore (R décroît) quand N croît. La grande popularité des détecteurs à diodes semi-conductrices vient du fait qu'un très grand nombre de porteurs de charge est généré par unité d'énergie perdue par la radiation incidente.

On peut aussi noter que la résolution est fonction de l'énergie déposée dans le détecteur, elle s'améliore quand l'énergie augmente.

L'hypothèse de la distribution de Poisson est correcte dans le cas d'un détecteur qui n'absorbe pas la totalité de l'énergie incidente. En revanche, dans le cas où la totalité de l'énergie de la radiation est absorbée dans le détecteur, l'énergie déposée est constante et de ce fait, les processus conduisant à la création des porteurs de charge sont corrélés. Par suite, le nombre de porteurs de charge ne peut être décrit par une simple loi de Poisson. Le facteur de Fano a été introduit afin de corriger l'écart observé avec la loi de Poisson, il est défini par:

$$F \equiv \frac{\sigma^2(\text{observée})}{\sigma^2(\text{Poisson})} = \frac{\sigma^2}{N},$$

et la résolution s'écrit alors, $R = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N}} = 2.35 \sqrt{\frac{Fk}{E}}$.

Le facteur de Fano est voisin de 1 pour les scintillateurs, alors que, pour beaucoup de détecteurs constitués de semi-conducteur ou de gaz, ce facteur est inférieur à 1. Ce qui, bien sur, améliore sensiblement la résolution de ce type de détecteurs.

Dans le cas où différentes sources de fluctuations sont présentes, chacune d'elles étant symétrique et indépendante des autres, la réponse du système tend vers une gaussienne de variance égale à la somme des variances de chaque source individuelle de fluctuation.

Annexe I

Les bi-fluorure de baryum (BaF_2)

Les scintillateurs inorganiques [33] [34] [90] sont principalement des cristaux constitués de métaux alcalins comme l'iodure de sodium (NaI), un des matériaux les plus utilisés. Parmi les matériaux non-alcalins on trouve, entre autres, le bi-Fluorure de Baryum (BaF_2), qui est de plus en plus répandu.

Pour être efficace, un détecteur de rayons gamma doit être constitué d'un matériau dont les sections efficaces relatives à l'effet photoélectrique et à la création de paire, sont très supérieures à celle relative à la diffusion Compton. Ainsi, la radiation gamma a une plus grande probabilité d'être totalement absorbée dans le détecteur. La section efficace de diffusion Compton varie linéairement avec Z , tandis que les deux autres dépendent plus fortement du numéro atomique (Z^5 pour l'effet photoélectrique et Z^2 pour la création de paire). Les cristaux inorganiques possédant un numéro atomique élevé sont de ce fait bien adaptés à la détection des rayons gamma. Parmi tous les scintillateurs, ils ont également une des plus importantes réponses lumineuses, ce qui améliore leur résolution en énergie (8 à 9 % pour un cristal NaI), sans toutefois atteindre les performances d'une diode au germanium (~ 0.1 %).

Le bi-Fluorure de Baryum est actuellement le seul matériau avec un numéro atomique élevé ($Z=56$) qui possède une scintillation dont une des composantes a un temps de décroissance inférieur à une nanoseconde.

La lumière produite par scintillation se compose en fait d'une composante rapide avec un temps de décroissance de 0.6 ns émise dans le domaine des courtes longueurs d'ondes (220 nm), et d'une composante plus lente, avec un temps de décroissance de 630 ns, émise à de plus grandes longueurs d'ondes (310 nm). La composante rapide fut ignorée pendant des années car les guides optiques habituellement utilisés, entre le scintillateur et la photocathode, ne laissaient pas passer cette longueur d'onde. Cependant, en utilisant des fenêtres en quartz, transparentes au rayonnement ultraviolet,

environ 20 % de la lumière détectée à température ambiante est produite par la composante rapide [55]. Le rendement lumineux total ne représente que 20 % de celui observé pour un cristal NaI, donc la résolution en énergie est moins bonne. Il faut noter que le BaF_2 contient en général des traces de ^{226}Ra (homologue du Baryum). Une contamination relative en poids de 10^{-13} suffit pour produire des pics non négligeables, correspondants à la désintégration du radium jusqu'à des énergies de 7.8 MeV. Ces pics, produits par les particules alpha, ne possèdent qu'une composante lente puisque la composante rapide disparaît pour des particules fortement ionisantes et peuvent donc être facilement discriminés. Un autre avantage du BaF_2 est sa faible section efficace pour la capture des neutrons lents. En résumé, le BaF_2 est un matériau idéal lorsque sont à la fois nécessaire une réponse rapide et une grande efficacité de détection par unité de volume. On peut seulement regretter sa relativement médiocre résolution en énergie (~ 12 %).

Annexe J

Calcul de $\rho(\Gamma_n, \Gamma_{n'})$ en fonction de $\rho\left(\Gamma_n, \frac{\Gamma_n \Gamma_{n'}}{\Gamma_n + \Gamma_{n'}}\right)$

Afin de ne pas surcharger les équations, nous adopterons les notations suivantes:

$$\begin{aligned} x &= \Gamma_n & y &= \Gamma_{n'} & z &= \frac{xy}{x+y}, \\ \sigma_{x,y} &= \text{covariance}(x,y) & \text{et} & & \sigma_x^2 &= \sigma_{x,x} = \text{variance}(x), \\ \rho &= \rho(x,y) = \frac{\sigma_{x,y}}{\sqrt{\sigma_x^2 \sigma_y^2}} & \text{et} & & \rho_{xz} &= \rho(x,z) = \frac{\sigma_{x,z}}{\sqrt{\sigma_x^2 \sigma_z^2}}. \end{aligned}$$

On note \bar{x} et \bar{y} les moyennes des variables x et y . On supposera dans la suite des calculs que $\bar{x} \geq \bar{y} > 0$.

Soient les fonctions $x = f(u_1, \dots, u_i, \dots, u_n)$, $z = g(u_1, \dots, u_i, \dots, u_n)$ de \mathbb{R}^n dans \mathbb{R} et un point $P(\bar{u}_1, \dots, \bar{u}_i, \dots, \bar{u}_n)$ ayant pour coordonnées les valeurs moyennes, non nulles, des variables u_i . On considère que les fonctions varient assez lentement pour être représentée par les premiers termes de leur développement de Taylor au point P .

On note $\left. \frac{\partial}{\partial u_i} \right|_P$ la dérivée partielle au point P . Les formules suivantes [91] permettent de calculer la variance de z ainsi que la covariance entre x et z :

$$\sigma_z^2 \approx \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \left. \frac{\partial g}{\partial u_i} \right|_P \left. \frac{\partial g}{\partial u_j} \right|_P \sigma_{u_i, u_j}, \quad \sigma_{x,z} \approx \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \left. \frac{\partial f}{\partial u_i} \right|_P \left. \frac{\partial g}{\partial u_j} \right|_P \sigma_{u_i, u_j}.$$

Dans notre cas, les fonctions sont $f(x,y) = x$ et $g(x,y) = z = xy/(x+y)$.

La variance de z s'écrit alors:

$$\sigma_z^2 = \frac{\bar{y}^4 \sigma_x^2 + \bar{x}^4 \sigma_y^2 + 2 \bar{x}^2 \bar{y}^2 \sigma_{x,y}}{(\bar{x} + \bar{y})^4},$$

et la covariance entre x et z :

$$\sigma_{x,z} = \frac{\bar{y}^2 \sigma_x^2 + \bar{x}^2 \sigma_{x,y}}{(\bar{x} + \bar{y})^2}.$$

Nous allons, dès à présent, simplifier les calculs en supposant que les variables x et y obéissent à une loi du χ^2 à un degré de liberté. Dans ce cas, si on note $\alpha = x$ ou y , alors $\sigma_\alpha^2 = 2\bar{\alpha}^2$. En remplaçant, de plus, $\sigma_{x,y}$ par $\rho \sigma_x \sigma_y$, on obtient les formules:

$$\sigma_z^2 = \frac{2 \bar{x}^2 \bar{y}^2}{(\bar{x} + \bar{y})^4} (\bar{x}^2 + \bar{y}^2 + 2 \rho \bar{x} \bar{y}) \quad \text{et} \quad \sigma_{x,z} = \frac{2 \bar{x}^2 \bar{y}}{(\bar{x} + \bar{y})^2} (\bar{y} + \rho \bar{x}).$$

Soit pour la corrélation ρ_{xz} entre x et z :

$$\rho_{xz} = \frac{\sigma_{x,z}}{\sigma_x \sigma_z} = \frac{\bar{y} + \rho \bar{x}}{\sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2 + 2 \rho \bar{x} \bar{y}}}.$$

En élevant l'équation au carré, on obtient:

$$\rho_{xz}^2 = \frac{\bar{x}^2 \rho^2 + \bar{y}^2 + 2 \rho \bar{x} \bar{y}}{\bar{x}^2 + \bar{y}^2 + 2 \rho \bar{x} \bar{y}}.$$

Il faut, à présent, résoudre l'équation du second degré en ρ :

$$\bar{x}^2 \rho^2 + 2 \bar{x} \bar{y} (1 - \rho_{xz}^2) \rho + \bar{y}^2 - \rho_{xz}^2 (\bar{x}^2 + \bar{y}^2) = 0,$$

de discriminant: $\Delta = 4 \bar{x}^2 \rho_{xz}^2 (\bar{x}^2 - \bar{y}^2 (1 - \rho_{xz}^2)).$

dans notre cas $\bar{x} \geq \bar{y} > 0$ et $|\rho_{xz}| \leq 1$, donc $\Delta \geq 0$ et il existe deux solutions réelles:

$$\rho_{\pm} = -\frac{\bar{y}}{\bar{x}} (1 - \rho_{xz}^2) \pm |\rho_{xz}| \sqrt{1 - \left(\frac{\bar{y}}{\bar{x}}\right)^2 (1 - \rho_{xz}^2)}.$$

La racine ρ_- peut être écartée car elle est toujours négative quelles que soient les valeurs de \bar{x} , \bar{y} et ρ_{xz} , ce qui ne correspond pas à une corrélation réaliste entre les largeurs partielles. Il reste alors:

$$\rho = -\frac{\bar{y}}{\bar{x}} (1 - \rho_{xz}^2) + |\rho_{xz}| \sqrt{1 - \left(\frac{\bar{y}}{\bar{x}}\right)^2 (1 - \rho_{xz}^2)}.$$

Résumé

Des mesures à haute résolution de la section efficace de diffusion inélastique de neutrons sur un échantillon enrichi en ^{56}Fe ont été effectuées du seuil (862 keV) jusqu'à environ 3 MeV. Les expériences ont été réalisées en utilisant la technique du temps de vol sur la piste de 200 mètres du dispositif GELINA (Geel, Belgique) avec une bouffée de neutrons de durée inférieure à 2 ns, permettant d'atteindre une excellente résolution en énergie. Quatre scintillateurs au fluorure de baryum, placés autour des échantillons, ont enregistré les émissions de rayons gamma en provenance du fer et du bore. La réaction $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha\text{-gamma})^7\text{Li}$ a été utilisée pour la mesure du flux et pour normaliser la section efficace. Finalement, une étude des corrélations entre les largeurs partielles élastique et inélastique a été menée en prenant aussi en compte les informations obtenues lors de précédentes mesures de transmission.

Abstract

High resolution measurements of the neutron inelastic scattering cross section have been carried out on an enriched ^{56}Fe sample in the energy range from threshold (862 keV) up to about 3 MeV. The experiments were performed using the time of flight technique on the 200 m flight path at the GELINA facility (Geel, Belgium) with a neutron burst width of less than 2 ns, leading to a very good energy resolution. Four barium fluoride scintillators, mounted around the samples, detected the gamma-rays emitted by iron and boron nuclei. The $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha\text{-gamma})^7\text{Li}$ reaction was used to monitor the neutron flux and to normalize the cross section. Finally, the correlation between neutron elastic and inelastic partial widths has been studied. Previous measurements of natural iron transmission have also been taken into account.

Mots clefs

Techniques expérimentales, sections efficaces neutroniques, diffusion inélastique, matrice R, modèle statistique, effets non statistiques, corrélations, largeurs partielles.